

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE • BAND 30 • HEFT 7 • DEZEMBER 1937

Zur Einfach- und Vielfachstreuung mittelschneller Kathodenstrahlen durch Metallfolien

Von E. Kruppke

(Mit 5 Abbildungen)

Einleitung

Fallen Elektronen auf Materie, so erleiden sie eine Veränderung ihrer Geschwindigkeit nach Größe und Richtung. Diese Änderungen sind je nach der Struktur und der Dicke des streuenden Körpers nicht nur quantitativ sondern auch qualitativ verschieden. Experimentell läßt sich eine kontinuierliche und eine diskontinuierliche Intensitätsverteilung des vorher parallelen Elektronenstrahls nachweisen. Dabei kann das einzelne Elektron nur einen einzigen, mehrere oder sehr viele Elementarablenkungsprozesse im Innern der streuenden Schicht durchgemacht haben. Das Problem ist, diese Streuarten einzeln zu analysieren, was jedoch nur dann möglich ist, wenn ihre stets vorhandene Übereinanderlagerung bekannt ist.

Wir haben die Gesamtstreuung gemessen und versuchen zunächst eine Analyse der Erscheinung als eines Kontinuums, sind uns aber dabei bewußt, daß gerade die Einfachstreuung durch die Struktur des Körpers beeinflusst ist, was besonders bei dünnsten Schichten und höheren Spannungen die Schlüsse beeinträchtigen kann. In einer späteren Arbeit soll hierauf näher eingegangen werden, indem auch photographisch-photometrische Messungen herangezogen und auch Gase erneut untersucht werden, da auf Grund der voneinander unabhängigen Streuweg- und Druckvariation sich ein besserer Einblick ergibt.

Hier sei von der Änderung der Elektronengeschwindigkeit nach der Größe und von den Untersuchungen an den dicksten Schichten ($> 10^{-3}$ cm) abgesehen, außerdem werden die Messungen auf Metallfolien beschränkt. Vorliegende Arbeit stellt also eine Fortsetzung der Untersuchung an Gasen von A. Becker u. E. Kipphan¹⁾ dar. Dabei ist die Untersuchung der Streuintensität bewußt durch Ladungsmessungen durchgeführt worden, da letztere eine größere Zuverlässigkeit gewährleisten.

1) A. Becker u. E. Kipphan, Ann. d. Phys. [5] 28. S. 465. 1937.

In bezug auf die Auswertung bringen fast alle Untersuchungen entweder auf klassischer oder auf wellenmechanischer Grundlage Korrekturen an den Streuformeln an. Außerdem läßt sich immer mehr die Notwendigkeit erkennen, durch ein Kriterium zu wissen,

ob man sich bei einer gegebenen Versuchsanordnung im Gebiet der Einfach-, Mehrfach- oder Vielfachstreuung befindet, wofür einmal die Tatsache dienen kann, daß die verschiedenen Streuformeln ein wesensverschiedenes Anwachsen mit der Schichtdicke fordern, zum andern das Kriterium, das hier hergeleitet wird, und das zahlenmäßig ungefähr dem von Wentzel¹⁾ formulierten gleichkommt.

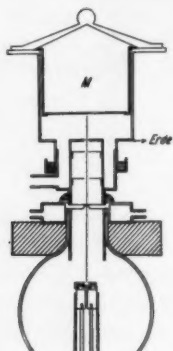


Abb. 1.

Versuchsanordnung

Eine eindeutige Entscheidung zwischen den einzelnen Anschauungen als auch über den Wert und die Berechtigung der Korrekturen läßt sich jedoch insofern durch experimentelle Untersuchungen noch nicht fällen, da fast immer die experimentelle Genauigkeit noch nicht eindeutig besser ist als die der theoretischen Korrekturen. Vorliegende Arbeit soll deshalb auch nicht die Berechtigung irgendeiner Korrektur beweisen, sondern zunächst durch eine größere Dickenvariation einen einheitlichen experimentellen Überblick über die wesentlichen Streugebiete geben.

1. Versuchsanordnung

Die im Vakuum von einer im Institut gebauten Glühkathodenröhre ausgesandten Elektronen treffen, nachdem sie durch ein Blendensystem zu einem feinen Bündel ausgeblendet sind, auf Metallfolien unterschiedlicher Dicke und verschiedener Substanz. Die hinter der Folie unter verschiedenen Winkeln austretenden Elektronen werden nach Ausblendung bestimmter Winkelbereiche durch eine variable Irisblende in einem Käfig aufgefangen, wodurch sich ihre Zahl und ihre Verteilung in Abhängigkeit von der primären Energie, der Foliendicke, dem Streuwinkel und dem Stoff mit Hilfe eines Elektrometers feststellen läßt.

Die eigentliche Meßapparatur besteht, abgesehen von den bekannten Anordnungen zur Herstellung des Vakuums, des Heizstromes und der Spannung aus drei Teilen, nämlich der Glühkathodenröhre mit dem wassergekühlten Röhrenkopf, dem Zwischenstück mit dem

1) G. Wentzel, Ann. d. Phys. 69. S. 335. 1922.

Ansatzrohr für die Vakuumleitung und der Halterung für die Blenden und dem durch einen aufgeschliffenen Glasdeckel verschlossenen Meßraum M (Abb. 1). Hochspannungsquelle ist ein Hochspannungstransformator mit Glühventilgleichrichtung, Spannungsmesser ein Elektrometer mit Plattenverschiebung nach Thomson. Letzteres ermöglicht sowohl eine exakte Wertangabe bis auf 1%, als auch die ständige Kontrolle der Spannung während der Versuche. Die Eichung ist mit einem Hochspannungsmesser nach Starke-Schröder erfolgt¹⁾.

Insgesamt durchläuft der Strahl fünf Blenden zwischen Glühfaden und Elektrometerkäfig, deren Abstände untereinander 0,2, 11,5, 3,0, 3,0, 1,0, 0,05 und 4,0 cm betragen. Sämtliche Blenden und Fassungen sind innen berußt. Die Durchmesser der Blenden sind bis auf Blende 4 stets gleich, während letztere die Werte 1,0, 0,5, 0,2 und 0,1 mm hat. Zwei permanente und ein Elektromagnet haben den Zweck, energieärmere Kathodenstrahlen sowie die trotz der Berußung noch aufgetretenen Sekundärelektronen abzulenken, d. h. auf jeden Fall vom elektrometrischen Meßraum fernzuhalten, ohne aber das untersuchte Streubild irgendwie zu stören. Der Elektromagnet hat außerdem den Zweck, eine genau definierte Meßzeit zu ermöglichen, was durch Abschalten des Glühstromes oder der Spannung ohne Beeinträchtigung der Intensitätskonstanz nicht durchführbar ist. Zur Prüfung der Wirksamkeit der Magnete sind photographische Aufnahmen der Strahlung durchgeführt worden.

Die ganze Apparatur, d. h. die Kathodenröhre und der Versuchsraum sind durch drei Quecksilberdiffusionspumpen mit Kühlung durch flüssige Luft²⁾ und eine Ölpumpe als Vorpumpe evakuiert worden. Als Maßstab für die Güte des so erzeugten Vakuums kann die Tatsache angesehen werden, daß auch bei den höchsten angelegten beschleunigenden Spannungen nur ein verhältnismäßig gleichmäßiger Elektronenstrom die Kathodenröhre durchfließt und keine der störenden Gasentladungen sich bemerkbar macht.

Die Messung der gestreuten Strahlung erfolgt durch eine Käfiganordnung (Abb. 2), die von oben her genau wie eine photographische Platte in den Versuchsraum M eingeführt wird und gleitend auf dem Kreisring H , der durch die Schrauben J_1 , J_2 und J_3 im Versuchsraum festgeklemmt ist, sitzt. Die Platte G , die beim Drehen des

1) Das Herrn Prof. Becker von der Helmholtzgesellschaft zur Verfügung gestellt worden ist.

2) Dieselbe wurde in freundlicher Weise von der I. G.-Farbenindustrie, Werk Ludwigshafen-Oppau, zur Verfügung gestellt.

Schliffes Q auf dem Kreisring H gleitet, trägt in der Mitte die Irisblende F , die dadurch von 3 bis zu 21 mm Durchmesser variiert werden kann. Durch diese Variation des Durchmessers und durch

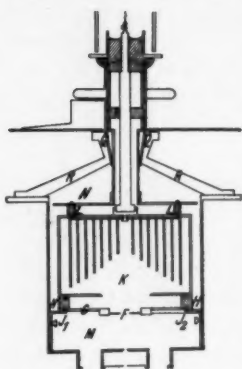


Abb. 2.
Meßkäftiganordnung

Skala die Stellung der Blende F angibt.

Abstandsänderung gelangen Elektronen innerhalb verschieden geöffneter Streukegel in den Käfig K . Durch die Bernsteinklötze L wird dieser sowohl von der Irisblende F als auch von der Schutzscheibe N , die beide geerdet sind, isoliert. Dadurch ist der Käfig vor eventuellen fälschenden Aufladungen geschützt. Im Käfig sind 7 konzentrisch ineinander gestellte Zylinder, deren Höhe nach innen abnimmt. Sie verhindern, was wesentlich ist, daß besonders bei großer Blende Elektronen durch Reflexion den Käfig wieder verlassen können und dadurch die Messungen fälschen. Der Griff T des Glasschliffes trägt einen Zeiger, der auf einer in Streuwinkeln geeichten

2. Versuchsdurchführung

Bei der elektrometrischen Messung der Streuintensität ist bei jeder neuen Folie zuerst an Stelle des Käfigs ein Phosphorschirm hinter die Irisblende gebracht und beobachtet worden, ob auch bei der kleinsten Käfigöffnung (Durchmesser der Irisblende) der Primärstrahl und auch der Kern des Streukegels ungestört und zentral auf den Schirm und damit in den Käfig fallen kann, was eine ganz notwendige Voraussetzung ist, um aus der bei größer werdender Käfigöffnung gemessenen Intensitätszunahme richtige Schlüsse auf die wirkliche Intensitätsverteilung ziehen zu können. An Stelle des Schirms kommt dann der Meßkäfig.

Beobachtet wird bei allen Messungen die Aufladung des Elektrometers während 60 Sek. Dabei kommt es in den gegenwärtigen Versuchen nur auf die Feststellung der Winkelabhängigkeit der *gestreuten* Intensität an, während die Abhängigkeit der letzteren von der *auf-treffenden* Intensität außer Betracht bleibt. Wenn diese deshalb nicht gemessen wird, so müssen die Beobachtungen jedoch auf einen festgehaltenen Wert bezogen werden.

Um den Elektronenstrom von vornherein möglichst konstant zu halten, werden folgende Zeiten zwischen 2 Messungen genau eingehalten: 30 Sek. Vorwärmen des Glühfadens, 60 Sek. Messen und

90 Sek. Pause zum Abkühlen der Umgebung des Glühfadens. Bei anderen Zeiten oder ohne genau gleiche Pausen ergeben sich langsam größer oder kleiner werdende Meßwerte bei sonst gleichen Bedingungen, da sich die ganze Röhre immer mehr erwärmt und so zu einer unterschiedlichen Emission führt. Um die trotzdem immer noch vorhandenen geringen Intensitätsschwankungen zu umgehen, werden Zickzackmessungen der gestreuten Intensität in der Weise durchgeführt, daß bei Variation der Streuinkel stets die der Blendenweite 12 mm entsprechende Kegelöffnung von $17^{\circ} 4'$ für die Festlegung eines Bezugswertes eingeschaltet wird. Damit ist der relative Intensitätsverlauf der gestreuten Strahlen für den gesamten untersuchten Streubereich für eine bestimmte Folie und Strahlgeschwindigkeit bestimmt.

Um nun durch die Bezugsblende nicht nur die Meßwerte einer Meßreihe (für eine Spannung und eine Foliendicke) sondern aller gewünschten Meßreihen (für alle gewünschten Spannungen und Foliendicken) vergleichen zu können, wird für jede Meßreihe dieselbe Bezugsblende 12 gewählt und deren relativer Intensitätswert einheitlich willkürlich zu 0,25 festgelegt. Die für die Einzelmessungen in Betracht kommenden Versuchsfälle faßt Tab. 1 zusammen.

Tabelle 1

Versuchsfälle

Strahlgeschwindigkeit 40, 50, 70 kV; Foliensubstanz Ni, Al; Foliendicke 0,03, 0,1, 1, 3, 6 μ

Blendenöffnung	Streuwinkel Θ	Blendenöffnung	Streuwinkel Θ
3	$2^{\circ} 11'$	21	$14^{\circ} 43'$
6	$4^{\circ} 17'$	24	$16^{\circ} 42'$
9	$6^{\circ} 25'$	30	$20^{\circ} 33'$
12	$8^{\circ} 32'$	36	$24^{\circ} 14'$
15	$10^{\circ} 37'$	42	$27^{\circ} 42'$
18	$12^{\circ} 41'$		

3. Versuchsergebnisse

In den Tabellen 2, 3 und 4 stellen wir für die drei benutzten Strahlgeschwindigkeiten getrennt die in der genannten Weise erhaltenen Meßergebnisse zusammen. Dieselben stellen jeweils die aus drei bis zehn Einzelbeobachtungen erhaltenen Mittelwerte dar. Die Zahlen der Spalte 1 sind die bereits bekannten Blendendurchmesser D , die auch weiterhin als Maß für den Streuwinkel bzw. die Streukegelöffnung beibehalten werden. Die Zahlen der Spalten 2—6 bedeuten relative Intensitätswerte für die 11 Streuwinkel und die 5 Foliendicken 3, 10, 100, 300 und 600mal 10^{-6} cm, wobei für alle Span-

Tabelle 2
Streuung bei 70 kV

D	Foliendicke in 10 ⁻⁶ cm				
	Nickel		Aluminium		
	3	10	100	300	600
3	0,106	0,104	0,062	0,059	0,151
6	0,164	0,161	0,148	0,137	0,122
9	0,210	0,202	0,195	0,190	0,186
12	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250
15	0,262	0,296	0,319	0,320	0,326
18	0,265	0,316	0,381	0,398	0,412
21	0,268	0,322	0,422	0,492	0,510
24	0,272	0,331	0,448	0,586	0,621
30	0,275	0,336	0,481	0,701	0,733
36	0,275	0,340	0,492	0,768	0,807
42	0,280	0,342	0,508	0,809	0,846

nungen und Foliendicken die Werte bereits so umgerechnet sind, daß der Wert für den Streuwinkel 8° 32' (D = 12) einheitlich zu 0,250 wird.

Diese Ergebnisse beschreiben nach Art ihrer Gewinnung die integrale Verteilung der gestreuten Intensität, also den Gang des

Integrals $\int_0^{2\pi} \int_0^\Theta n'(\Theta) d\Theta d\varphi$ mit dem Streuwinkel Θ , wobei jeweils zur

Ermöglichung des quantitativen Vergleichs für das bestimmte Integral

$\int_0^{2\pi} \int_0^{\Theta_{12}} n'(\Theta) d\Theta d\varphi$ der konstante Wert 0,250 gesetzt ist. Diese Fest-

Tabelle 3
Streuung bei 50 kV

D	Foliendicke in 10 ⁻⁶ cm				
	Nickel		Aluminium		
	3	10	100	300	600
3	0,103	0,050	0,046	0,040	0,033
6	0,159	0,134	0,100	0,090	0,089
9	0,202	0,205	0,177	0,170	0,161
12	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250
15	0,271	0,284	0,339	0,346	0,354
18	0,294	0,313	0,442	0,455	0,478
21	0,308	0,333	0,520	0,575	0,628
24	0,310	0,353	0,585	0,687	0,757
30	0,313	0,384	0,692	0,788	0,874
36	0,315	0,413	0,776	0,853	0,946
42	0,317	0,439	0,832	0,892	1,002

setzung bedeutet, daß für jede unter festen Bedingungen durchgeführte Versuchsreihe die auffallende Intensität so gewählt wird, daß die in den Streukegel Θ_{12} gestreute Intensität in allen Fällen den gleichen Wert besitzt.

Da es für die weitere Betrachtung der gemessenen Streuererscheinung keinen Vorteil bringt, wenn man versuchen will, aus der integralen Verteilung auf graphischem Wege zur differentialen überzugehen, so halten wir im folgenden die erstere fest.

Tabelle 4
Streuung bei 40 kV

D	Foliendicke in 10^{-6} cm				
	Nickel		Aluminium		
	3	10	100	300	600
3	0,081	0,036	0,014	0,025	0,021
6	0,152	0,087	0,071	0,076	0,071
9	0,216	0,163	0,157	0,150	0,148
12	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250
15	0,285	0,317	0,350	0,358	0,377
18	0,305	0,379	0,460	0,475	0,528
21	0,322	0,422	0,578	0,604	0,687
24	0,339	0,458	0,681	0,715	0,798
30	0,354	0,527	0,804	0,867	0,970
36	0,356	0,567	0,866	0,929	1,050
42	0,354	0,592	0,910	0,967	—

Zur Veranschaulichung ist der Inhalt der vorstehenden Tabellen in den späteren Abb. 3, 4 und 5 durch die mit \times bezeichneten Punkte für jeden Einzelfall getrennt wiedergegeben.

Zunächst ist auffällig, daß in keiner Meßreihe mit wachsendem Winkel (bis 28°) ein Grenzwert der durchgehenden Intensität auftritt. Die Streuung ist also größer als im allgemeinen für so geringe Foliendicken angenommen wird, wie dies auch für Gase festgestellt worden ist¹⁾. Rein qualitativ bestätigen die Werte die bereits bekannten Tatsachen, daß für niederere Spannungen oder für dickere Folien die Streuung größer wird, was die Erscheinung zeigt, daß durchweg der Intensitätsanstieg gestreckter wird. Während z. B. bei Folie 3 (um gleich die Extreme herauszugreifen) von $D = 18$ ab — besonders natürlich bei 70 kV — nur noch wenig Intensität bei größerem D hinzukommt, die Grenzen des Streukegels also ungefähr erreicht sind, sind diese bei Folie 600 selbst bei $D = 42$ noch nicht erreicht.

1) A. Becker u. E. Kipphan, a. a. O.

Da es sich aber im ganzen Streukegel, sofern man von der Absorption absieht, insgesamt um dieselbe Streumenge handeln muß, die nur über unterschiedlich geöffnete Streukegel verteilt ist, müssen — besonders bei kleineren Winkeln — mit wachsender Foliendicke innerhalb *desselben* Streukegels die Intensitäten abnehmen. Wir finden dies in den Meßwerten bestätigt. Dasselbe was für wachsende Foliendicke gilt, gilt auch für abnehmende Spannung. Für die Winkelabhängigkeit kann man, abgesehen von Meßungenauigkeiten, sagen, daß mit wachsendem D die Streumenge monoton abnimmt, denn alle Kurven zeigen deutlich die Tendenz einer konvexen Krümmung. Daß bei den dickeren Folien eine Inflexion auftritt, wird aus den späteren Betrachtungen verständlich werden.

Schließlich muß noch eine auffallende Erscheinung gedeutet werden. Zwischen der 2. und 3. Kurve zeigt sich für alle drei Spannungen — am meisten bei 70 kV — eine deutliche Änderung der Kurvenform. Dies rührt nicht nur daher, daß hier auch die größte Änderung der Foliendicke dazwischen liegt, auch nicht nur daher, daß hier von Nickel zu Aluminium übergegangen wird, sondern daß gleichzeitig andere atomare Elementarprozesse der Streuung vorherrschend geworden sind. Um diese Verhältnisse im einzelnen quantitativ zu überblicken, muß die gegenwärtige theoretische Kenntnis zum Vergleich herangezogen werden.

4. Versuchsauswertung

Für die Auswertung der mitgeteilten Beobachtungsergebnisse muß die theoretische Betrachtung der beiden reinen Phänomene der Vielfach- und der Einzelstreuung vorweggenommen werden.

a) Vielfachstreuung

Sie ist zuerst von Lenard beobachtet worden, der gezeigt hat, daß sie quantitativ durch das Gauss'sche Fehlergesetz erfaßt werden kann. Er setzt für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Molekül eines Mediums ein paralleles Elektronenbündel, von dem es durchsetzt wird, im Mittel über alle möglichen Orientierungen des Moleküls zur primären Strahlrichtung um den Winkel Θ ablenkt, den Ausdruck

$$(1) \quad e^{-t^2 \frac{\Theta^2}{t}},$$

wobei t Trübungsfaktor¹⁾ ist. Durchsetzt nun ein paralleles Elektronenstrahlbündel eine Schicht von der Dicke x , so ergibt die Rechnung für die Intensitätsverteilung auf einem im Abstand d von

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, Heidelberg 1925.

der Eintrittsfläche der Schicht aufgestellten Leuchtschirm bei Außerachtlassung von Absorption

$$(2) \quad n' = n_0 \frac{L_q}{\pi x t \left(d^3 - dx + \frac{x^3}{3} \right)} \cdot e^{-\frac{L_q \cdot r^2}{t x \left(d^3 - dx + \frac{x^3}{3} \right)}},$$

wo n' = Zahl der Teilchen im Abstand r vom Zentrum auf dem Leuchtschirm,

n_0 = Zahl der auftreffenden Teilchen,

r = Abstand auf dem Leuchtschirm vom Durchstoßpunkt des Primärstrahls,

x = Schichtdicke,

L_q = freie Weglänge der Elektronen zwischen den betreffenden Molekülen

ist. In unserem Fall der durchweg benutzten sehr dünnen Folien kann von Absorption tatsächlich abgesehen werden, und es ist außerdem $x \ll d$, so daß

$$(3) \quad n' = n_0 \frac{L_q}{\pi x t d^2} e^{-\frac{L_q r^2}{x t d^2}}$$

wird. Setzen wir $\frac{r^2}{d^2} = \tan^2 \Theta$, dann ergibt sich für die Winkelverteilung im Raumwinkelement

$$(4) \quad n'_{(\Theta)} \sin \Theta d\Theta d\varphi = n_0 \frac{L_q}{\pi x t d^2} \frac{d^2}{\cos^3 \Theta} e^{-\frac{L_q}{x t} \tan^2 \Theta} \sin \Theta d\Theta d\varphi.$$

Solange es sich bei der Vielfachstreuung um kleine Winkel handelt, kann man setzen

$$(5) \quad n' d\Omega = n_0 \frac{d\Omega}{2\pi \Theta_{\max}^2} e^{-\frac{\Theta^2}{2\Theta_{\max}^2}},$$

wo $d\Omega = \sin \Theta d\Theta d\varphi$ das Raumwinkelement und

$$\Theta_{\max} = \sqrt{\frac{x \cdot t}{2L_q}}$$

der wahrscheinlichste Ablenkungswinkel ist. Auf Grund des Rutherford'schen Atommodells kann man hierfür den angenäherten Ausdruck¹⁾

$$\Theta_{\max}^2 = 4\pi N \left(\frac{Ze^2}{m} \right)^2 \frac{x}{v^4} \left(\ln \frac{R}{p_1} - \frac{11}{12} \right)$$

1) W. Bothe, Ztschr. f. Phys. 4. S. 161 und 300. 1921.

finden, wo

e, m und v = Ladung, Masse und Geschwindigkeit des Elektrons,
 R = Radius der homogenen Kugel negativer Ladung vom Betrag $Z \cdot e$,
 N = Atomzahl im Kubikzentimeter,
 Z = Ordnungszahl,
 p_1 = untere Grenze für p , wo p die Entfernung ist, in der das
 Elektron am Atomkern vorbeifliegt,
 x = Schichtdicke.

Die Beziehung (5) ist also die Zahl der Teilchen, die in das Raumwinkelement hineingestreut werden. Dabei sollen nur kleine Streuwinkel mit merklicher Intensität vertreten sein, d. h. die Schichtdicken dürfen nicht zu groß und die Geschwindigkeiten nicht zu klein sein. Zum Vergleich mit unseren Beobachtungen brauchen wir aber nicht die Intensitätsverteilung im Raumwinkelement sondern in einem ganzen Streukegel. Durch Integration wird

$$(6) \quad n = n_0 \left(1 - e^{-\frac{\Theta^2}{2\Theta_{\max}^2}} \right),$$

wenn jetzt n die Gesamtzahl der dem Streukegel Θ zukommenden Elektronenmenge ist. Für die numerische Auswertung werden folgende Abkürzungen und numerische Daten eingesetzt:

$$n N \left(\frac{Z e^2}{m} \right)^2 \frac{x}{v^4} = A \frac{x}{V^2} = C; \quad \ln \frac{R}{p_1} - \frac{11}{12} = a,$$

so daß

$$(7) \quad \Theta_{\max}^2 = 4 a A \frac{x}{V^2};$$

$$N_{(\text{Nickel})} = 9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}, \quad N_{(\text{Aluminium})} = 6 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3},$$

$$A_{(\text{Nickel})} = 11,4 \cdot 10^5, \quad A_{(\text{Aluminium})} = 1,64 \cdot 10^5,$$

$$R \sim 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}, \quad p_1 \sim 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}, \quad a = 4,79,$$

wenn V , wie durchweg in unserer Arbeit, in Kilovolt gemessen wird. Man erhält auf diese Weise mittels Gl. (6) für unsere Meßfälle die in den ausgezogenen Kurven der Abb. 3, 4 und 5 wiedergegebene integrale Verteilung der Vielfachstreuung, deren Absolutwerte zum Vergleich mit der Beobachtung so gewählt sind, daß für Θ_{12} $n = 0,25$ wird.

Wenn man für Streuwinkel

$$\Theta^2 < 2 \Theta_{\max}^2 = 8 a A \frac{x}{V^2}$$

die Gl. (6) in eine Reihe entwickelt, mit dem 3. Glied abbricht und wieder $n_{12} = 0,25$ setzt, so ergibt sich

$$(8) \quad n = 0,25 \frac{\Theta^2}{\Theta_{12}^2} \frac{16 a A x - \Theta^2 V^2}{16 a A x - \Theta_{12}^2 V^2}.$$

b) Einfachstreuung

Es wird von der bekannten Rutherfordschen Streuformel ausgegangen:

$$(9) \quad n' d\Omega = n_0 N \left(\frac{Ze^2}{2m} \right)^2 \frac{x}{v^4} \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}}.$$

Dieselbe wurde unter ausschließlicher Berücksichtigung der Streuung am Kern hergeleitet. Die zusätzliche Streuung durch die Atom-elektronen können wir, da sie den relativen Gang nicht beeinflusst, bei unseren Betrachtungen unberücksichtigt lassen. Ebenso gehen wir hier nicht auf die weiteren Korrekturen ein, die die Formel von theoretischer Seite erfahren hat, da ihr Einfluß die Versuchsunsicherheit kaum überschreitet.

Für die zum Vergleich mit den Beobachtungen erforderliche Integration setzen wir als untere Integrationsgrenze ein Θ_{\min} an, da $\Theta = 0$ das Resultat unendlich liefert. Man erhält für die Streuintensität innerhalb des durch die beiden Öffnungswinkel Θ_{\min} und Θ begrenzten Streukegels dann das Ergebnis

$$(10) \quad n = n_0 \left\{ \frac{C}{\operatorname{tg}^2 \frac{\Theta_{\min}}{2}} - \frac{C}{\operatorname{tg}^2 \frac{\Theta}{2}} \right\}.$$

Man sieht hier, daß der Wert von n mit abnehmendem Θ_{\min} bei gleichem Θ ständig wächst und für $\Theta_{\min} = 0$ unendlich wird, wie bereits oben bemerkt worden ist. Nun kann aber n seiner Bedeutung nach den Betrag der eingestrahnten Intensität niemals überschreiten, sein Grenzwert ist vielmehr der letzteren gleich. Wir müssen danach Θ_{\min} derart wählen, daß n für $\Theta = 180^\circ$, wodurch der ganze mögliche Streubereich erfaßt ist, gleich n_0 wird. Es muß also

$$(11) \quad \operatorname{tg}^2 \frac{\Theta_{\min}}{2} = C$$

sein. Daraus folgt, daß die benutzte Einfachstreuformel nur einen physikalischen Sinn hat für Streuwinkel Θ , die der Bedingung

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\Theta}{2} > C$$

oder nach Einsetzen des C -Wertes der notwendigen Bedingung

$$(12) \quad \operatorname{tg}^2 \frac{\Theta}{2} > \pi N x \left(\frac{Ze^2}{m v^2} \right)^2$$

genügen.

Aus Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen findet sich als *hinreichende* Bedingung für das Eintreffen von Einzelstoß

$$(13) \quad \Theta > 2 \Theta_{\min}.$$

Wir nähern uns damit dem Wentzelschen Kriterium¹⁾, ohne allerdings zahlenmäßig völlig mit ihm einzustimmen. Dieses lautet bekanntlich

$$\Theta > 4 \Theta_{\min} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg}^2 \frac{\Theta_{\min}}{2} = \frac{C}{2}.$$

Der Unterschied rührt daher, daß wir aus der Bedingung $\pi N x p^2 < 2$ für den maximalen Stoßparameter p_{\max} , der zu Einzelstreuung führt, nicht wie Wentzel $\pi N x p_{\max}^2 = 2$ sondern $\pi N x p_{\max}^2 = 1$ setzen. Diese Festsetzung scheint uns notwendig, um zahlenmäßig mit der ursprünglichen Folgerung aus der Rutherford'schen Streuformel in Einklang zu bleiben und damit auch die aus Wentzels Kriterium sich ergebende, praktisch unmögliche Folgerung $\frac{n}{n_0} = 2$ für $\Theta = 180^\circ$ auszuschließen.

Für n ergibt sich danach aus (10) und (11)

$$(14) \quad n = n_0 \left\{ 1 - \frac{C}{\operatorname{tg}^2 \frac{\Theta}{2}} \right\}.$$

Die graphische Darstellung dieses Ausdruckes ergibt für unsere Beobachtungsfälle die gestrichelten Kurven der Abb. 3, 4 und 5, wobei die Absolutwerte wieder so gewählt sind, daß für Θ_{12} $n = 0,25$ wird. Durch diese spezielle Festsetzung können wir hier nur diejenigen Fälle berücksichtigen, in denen $\Theta_{\min} < \Theta_{12}$ ist. Dadurch ist die Zahl der Einfachstreuokurven in unserer graphischen Darstellung begrenzt.

Beschränkt man sich auf kleinere Streuwinkel, für die die Tangente durch den Winkel ersetzt werden darf, so gelangt man schließlich zu dem Ausdruck

$$(15) \quad n = 0,25 \frac{\Theta_{12}^2}{\Theta^2} \frac{4Ax - \Theta^2 V^2}{4Ax - \Theta_{12}^2 V^2}.$$

Derselbe ist mit dem unter der gleichen beschränkenden Voraussetzung kleiner Winkel für die Vielfachstreuung erhaltenen (8) formal ähnlich. Insbesondere zeigt sich eine ganz analoge Form für die Dicken- und Spannungsabhängigkeit von n .

1) G. Wentzel, Ann. d. Phys. 69. S. 341. 1922.

c) Vergleich zwischen Rechnung und Beobachtung

Zum Vergleich unserer Beobachtungsergebnisse mit den Aussagen der beiden betrachteten Streuformeln ziehen wir die Kurven-darstellung der Abb. 3, 4 und 5 heran, in denen die der Einfachstreuung zugehörigen theoretischen Kurven mit E die der Vielfachstreuung zugehörigen mit V bezeichnet sind. Es ist dabei ausdrücklich zu beachten, daß es, um zutreffende Schlüsse zu ziehen, wegen der willkürlichen Wahl des einheitlichen Bezugswerts für Θ_{12} nicht wesentlich auf einen Vergleich der Ordinatenwerte an sich sondern auf den ähnlichen Gang dieser Werte mit Θ ankommt.

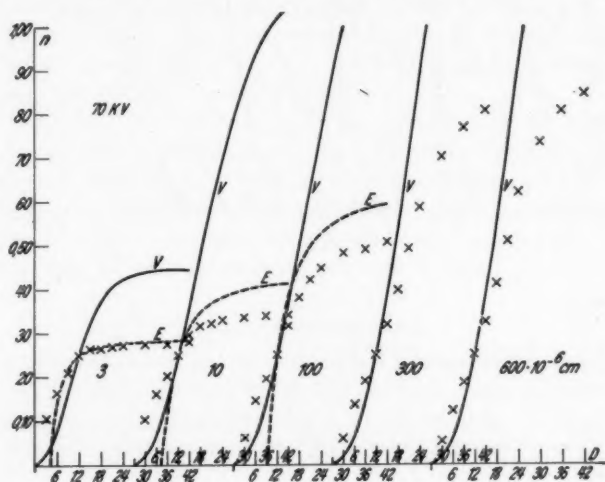


Abb. 3

Man erkennt in allen Fällen den typischen Unterschied der beiden verschiedenen Streuarten, wie er sich auch aus den vorhergehenden theoretischen Betrachtungen ergab, daß nämlich für die Vielfachstreuung im Gegensatz zur Einfachstreuung schon kleinste Winkel in Betracht kommen. Auch bleibt die Einzelstreuung nach größeren Winkeln hin bei den Bedingungen unserer Versuche im allgemeinen auf einen engeren Streubereich beschränkt als die Vielfachstreuung.

Der Vergleich mit der Beobachtung zeigt nun, daß die letztere in den entsprechenden Fällen sich in guter Näherung einer theoretischen Kurve anschließt, daß wir andererseits auch Übergangserscheinungen zwischen Einfach- und Vielfachstreuung beobachten,

die wir als Ausdruck des bisher noch wenig ergründeten Gebiets der Mehrfachstreuung anzusehen haben.

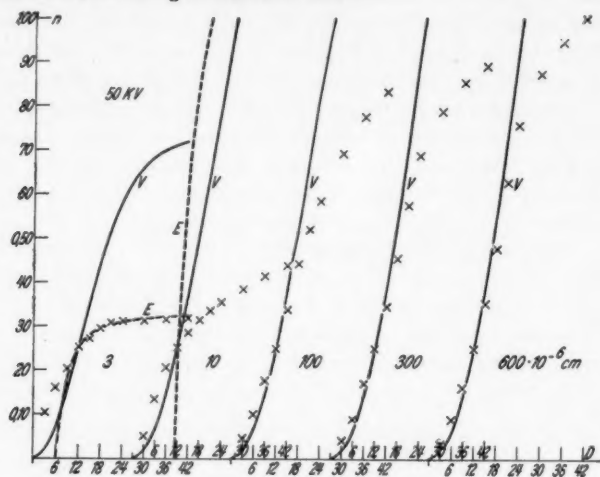


Abb. 4

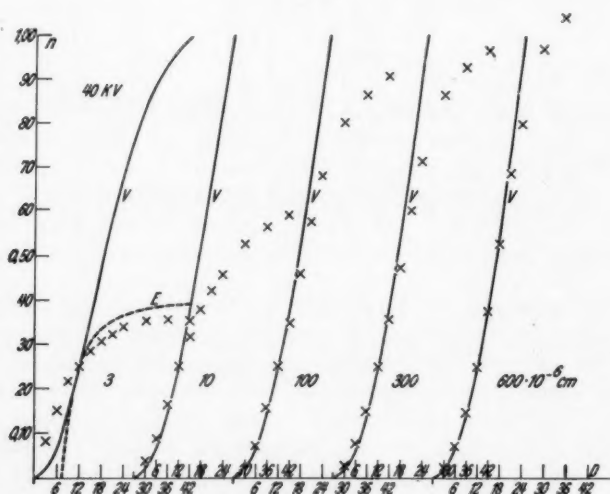


Abb. 5

Einfachstreuung zeigt sich der theoretischen Erwägung entsprechend ausgeprägt bei den kleinsten untersuchten Dicken und insbesondere bei den höheren Strahlgeschwindigkeiten, während die

größeren Dicken namentlich bei kleineren Geschwindigkeiten einen guten Anschluß an die Vielfachstreuung ergeben. Man bemerkt auch, daß die Verwirklichung von Einfachstreuung bei den Beobachtungen annähernd dort einsetzt, wo unserem Kriterium entsprechend $\theta \sim 2\theta_{\min}$ wird. Nahezu reine Einfachstreuung findet sich im ganzen benutzten Geschwindigkeitsbereich bei der dünnsten Folie ($3 \cdot 10^{-6}$ cm). Vielfachstreuung beobachten wir besonders ausgeprägt bei der stärkeren Streuung der dicken Folien ($600 \cdot 10^{-6}$ cm). Die dort auftretende Abweichung nach größeren Winkeln hin spricht im Sinne einer noch vorhandenen Überlagerung von Einfachstreuung.

Andererseits müssen wir offenbar in den bei dünneren Folien und höheren Spannungen auftretenden Fällen die Abweichungen der Beobachtung unterhalb $2\theta_{\min}$ von der Einfachstreuung als eine Andeutung von Mehrfachstreuung ansehen.

Wie weit die festgestellten Unterschiede auf unvollständige Wiedergabe der Tatsachen durch die hier allein benutzten, nur angenäherten theoretischen Formeln zurückzuführen sind, versuchen wir hier nicht zu entscheiden. Jedenfalls zeigen unsere Beobachtungen den Spielraum, innerhalb dessen eine Korrektur der theoretischen Ansätze sich als zulässig erweisen könnte.

5. Zusammenfassung

a) Es wird mittels elektrometrischer Messungen im Vakuum die Winkelverteilung (zwischen 0 und 50°) der in Aluminium- und Nickel-folien verschiedener Dicke ($3\text{--}600 \cdot 10^{-6}$ cm) bei ihrer Durchstrahlung mit Kathodenstrahlen von 40—70 kV gestreuten Intensität festgestellt.

b) Die Ergebnisse werden mit den theoretischen Aussagen der Rutherfordformel für Einfachstreuung und der der Vielfachstreuung entsprechenden Gauss'schen Fehlerverteilungsformel verglichen.

c) Es zeigt sich, daß im Falle kleinster Dicken und höherer Strahlgeschwindigkeiten sich ein guter Anschluß der Beobachtung an die Einfachstreuformel ergibt, und daß andererseits bei größeren Dicken und kleineren Strahlgeschwindigkeiten eine befriedigende Annäherung an die theoretisch geforderten Verhältnisse der Vielfachstreuung auftritt. Es wird außerdem der in der Mehrfachstreuung sich äußernde stetige Übergang zwischen diesen reinen Extremfällen quantitativ nachgewiesen.

d) Das Wentzelsche Kriterium für Einfachstreuung wird einer Korrektur unterzogen, die durch die tatsächlichen Verhältnisse gerechtfertigt wird.

Für die Möglichkeit, vorliegende Arbeit durchführen zu können und für die stetige wissenschaftliche Förderung sage ich meinem von mir verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. A. Becker, herzlichen Dank. Ebenso danke ich meinem Kameraden, Dozent Dr. L. Wesch, für das immerwährende Interesse und die hieraus sich ergebenden Ratschläge für diese Arbeit.

Ein Teil der benutzten Hilfsmittel sind mit Mitteln beschafft worden, die Herrn Prof. A. Becker seitens der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Gesellschaft der Freunde der Universität Heidelberg bewilligt worden sind, wofür wir auch hier zu danken haben.

Heidelberg, Philipp-Lenard-Institut der Universität.

(Eingegangen 4. August 1937)

**Zum Dia- und Paramagnetismus
in metallischen Mischkristallreihen. V**

Das Verhalten von gelöstem Kobalt und Rhodium¹⁾

Von Eberhard Hildebrand

(Mit 11 Abbildungen)

I. Vorbemerkungen

§ 1. Ziel. Aus früheren Arbeiten ist bekannt, wie sich Nickel, Palladium und Platin mit 10 Elektronen in der äußeren Schale in Kupfer, Silber und Gold gelöst verhalten; sie treten mit abgeschlossener *d*-Schale in die Edelmetalle ein²⁾. Andererseits ist das Verhalten von Elementen mit 8 und weniger Außenelektronen bekannt, die einen das Curie-Weißsche Gesetz befolgenden Paramagnetismus zeigen³⁾. So ergab sich die Aufgabe, das noch unbekannte magnetische Verhalten der Elemente mit 9 Außenelektronen (Kobalt, Rhodium und Iridium) in metallischer Mischkristalllösung zu untersuchen. Da erst 10 Elektronen die *d*-Schale abschließen, so war zu erwarten, daß Co und Rh sich paramagnetisch lösen, wie die im periodischen System vorausgehenden Elemente; es müßte denn die Tendenz zum Abschluß der *d*-Schale so groß sein, daß die Elemente im Elektronengas der Edelmetalle die Anionen Co' und Rh' bilden können, die diamagnetisch wären wie die Halogenionen. Unsere Messungen bestätigen die erstgenannte Erwartung.

Die früheren Befunde haben ergeben, daß mit den einwertigen Edelmetallen als Grundmetall keine erhebliche Wechselwirkung eintritt. Durch geringe Konzentration des zugesetzten Metalles wird erreicht, daß dessen Atome wegen zu großen Abstandes auch keine Wechselwirkung aufeinander ausüben, und man daher das magnetische Verhalten der so auseinandergerückten Atome als das freier Ionen ansehen kann. Ob das neutrale Verhalten der Edelmetalle auch für andere Grundmetalle zutrifft, sollte an einem Beispiel mit Platin untersucht werden; hier wurde versucht, eine Übersicht über die gesamte Mischkristallreihe zu erhalten.

1) Marburger Dissertation.

2) E. Vogt, Ann. d. Phys. [5] 14. S. 1. 1932: „I“; E. Vogt u. H. Krüger, Ann. d. Phys. [5] 18. S. 755. 1933: „II“.

3) E. Vogt, Ann. d. Phys. [5] 18. S. 771. 1933: „III“.

§ 2. *Experimentelles.* Die Legierungen lagen vor als zylindrische Stäbe von 10 cm Länge und 0,3 cm Durchmesser. Sie waren uns von dem Röntgenlaboratorium der Technischen Hochschule in Stuttgart und von den Firmen Heraeus und Deutsche Gold- und Silberscheideanstalt zur Verfügung gestellt. Den beiden Firmen und den Herren

Professoren Glocker und Dehlinger, Stuttgart, danken wir vielmals für ihr großes Entgegenkommen. Die Stäbe wurden vor den Messungen mehrere Stunden bei etwa 900°C getempert und dann abgeschreckt.

Die Bestimmung der Suszeptibilität geschah nach der Zylinderwägungsmethode. An der schon von Vogt (I, S. 4) beschriebenen Anordnung wurde zur leichteren Justierung die Halterung des Kupferrohres geändert. Wie Abb. 1 schematisch zeigt, ruhen die zum Senkrechtstellen dienenden Fußschrauben auf einem unmittelbar am Magneten befestigten Tischchen.

Da der Meßbereich bis zu höheren Temperaturen hin ausgedehnt werden sollte, mußte der bei tiefen Temperaturen benutzte Kühlmantel durch einen Ofen ersetzt werden (Abb. 1). Dieser bestand aus einem 25,5 cm langen Kupferrohr *C* von 0,9 cm Durchmesser, das unten durch den Klotz *V* verschlossen war. Es trug

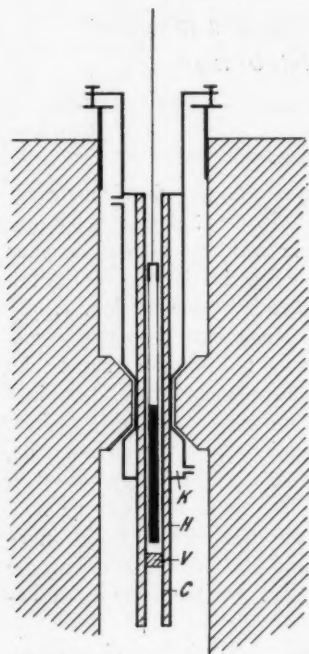


Abb. 1. Meßanordnung

2 bifilare Heizdrahtwicklungen *H*, die von dem Rohr durch Glimmer und Asbest getrennt waren. Die eine von ihnen lag zum Schutze der Magnetpole unter einem mit fließendem Wasser beschickten Kühlmantel *K*. Durch Heizen der beiden Wicklungen mit verschiedenen Strömen gelang es trotz der Luftzirkulation in dem senkrecht stehenden Rohr genügende Gleichmäßigkeit der Temperatur zu erreichen, was durch Abtasten mit einem Thermoelement festgestellt wurde. Die auftretenden Differenzen betrugen bei Ofentemperaturen bis

160° 0°	•	450° 4°
300° 3°		630° 7°.

Der zu untersuchende Stab befand sich in einem mit Luft gefüllten Quarzrohr, das seinerseits durch einen Draht mit dem Waagebalken verbunden war. Die Höhe war so eingestellt, daß sich das obere Ende des Stabes genau in der Mitte der Pole befand.

Bei den Messungen wurden, nachdem die Temperatur des Ofens sich auf einen bestimmten Wert eingestellt hatte, sämtliche Stäbe einer Legierungsreihe untersucht. Die Messungen der Suszeptibilität wurden in der früher beschriebenen Weise (I, S. 8) bei 5 verschiedenen Feldstärken ausgeführt. Wie dort angegeben, wurde dann der Magnetismus ferromagnetischer Verunreinigungen auf graphischem Wege (im $\chi, 1/H$ -Diagramm) ausgeschaltet. Die so ermittelten rein dia- oder paramagnetischen Suszeptibilitäten χ_∞ sind in den Tabellen 2, 3 und 8 angegeben.

II. Die Kobaltreihen

§ 3. *Konzentrationsbestimmung.* Bei den Reihen Au-Co und Cu-Co wurde der Kobaltgehalt durch Messung des spezifischen elektrischen Widerstandes ermittelt. Es ergab sich nämlich, daß die Analysenangaben der „Degussa“ teilweise unvereinbar mit den gemessenen Widerständen waren. Da von Linde¹⁾ in mehreren Arbeiten der elektrische Widerstand als Funktion der Konzentration sehr genau ermittelt worden war, gründeten wir auf seine Widerstand-Konzentration-Kurven unsere Konzentrationsbestimmung. Nur in einem Falle, bei dem Au-Co-Stab mit 3,4% Co, mußten wir die Fabrikanalyse benutzen, weil diese Legierung außerhalb des Lindeschen Meßbereiches lag; ihr Widerstand fällt dann befriedigend in die Verlängerung von Lindes Kurve.

Tabelle 1

Bezeichnung	Fabrikanalyse in Atom-%	$\varrho \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$	nach Linde in Atom-%
Au-Co			
0,3	0,20	3,95	0,29
0,4	0,70	4,51	0,40
1,2	1,03	9,20	1,23
1,9	1,95	12,70	1,94
3,4	3,40	20,19	—
Cu-Co			
0,1	0,13	2,59	0,13
0,2	0,26	3,00	0,205
0,25	0,27	3,41	0,27
0,4	0,43	4,15	0,43
0,5	0,54	4,76	0,53

1) J. O. Linde, Ann. d. Phys. [5] 10. S. 52. 1931; 15. S. 219. 1932.

In Tab. 1 sind neben unserer Bezeichnung der Legierungen die Fabrikanalyse, der gemessene spezifische Widerstand und der daraus nach Linde ermittelte Kobaltgehalt zu finden.

§ 4. *Löslichkeit von Kobalt in Kupfer und Gold.* Kobalt bildet mit Gold und Kupfer Mischkristallreihen mit breiten Mischungslücken, die nach Wahl¹⁾ und Sahmen²⁾ bei Au-Co von 6—96,5% Co, bei Cu-Co von 4—90% Co reichen sollen. Doch kamen später Tammann und Oelsen³⁾ für die Cu-Co-Reihe auf Grund magnetischer Untersuchungen durch Extrapolation zu dem Ergebnis, daß die Mischungslücke bei Zimmertemperatur schon bei 0,22% Co beginnt. Legierungen mit höherem Co-Gehalt kann man demnach bei Zimmertemperatur nur erhalten, wenn man sie von hohen Temperaturen her abschreckt.

In den Bereich solcher instabilen Legierungen fielen auch unsere Stäbe Cu-Co 0,25 und 0,4. Erhitzt man nun die Legierungen wieder langsam, wie das bei unseren Messungen im Ofen geschah, so wird bei irgendeiner Temperatur die Geschwindigkeit, mit der das Kobalt sich aus dem übersättigten Mischkristall ausscheidet, merklich groß werden. Die Temperatur der Ausscheidung wird von dem Grad der Übersättigung abhängen. Die Legierungen mit größerem Kobaltgehalt werden das Kobalt bei tieferer Temperatur ausscheiden.

Tatsächlich stellten wir bei den magnetischen Messungen das Einsetzen der Ausscheidung daran fest, daß bei ein und derselben Temperatur der sonst konstante Gewichtseffekt des an der Waage hängenden Stabes begann, durch das ausgeschiedene ferromagnetische Kobalt stetig anzuwachsen. Der Effekt stieg langsam auf ein Vielfaches seines ursprünglichen Betrages und machte so weitere Messungen unmöglich.

Nach den Ergebnissen von Tammann und Oelsen war also für die Stäbe 0,25 und 0,4 die Kobaltausscheidung zu erwarten. Sie trat ein bei $\sim 300^\circ$ bzw. 220° C. Daß diese Ausscheidung aber auch bei dem Stab Cu-Co 0,1 (0,12 Gewichts-Prozent) bei $\sim 500^\circ$ auftrat, widerspricht der von Tammann und Oelsen angegebenen Löslichkeitskurve, nach der mit diesem Gehalt die Legierung bei jeder Temperatur stabil sein mußte. Offenbar sinkt also die Löslichkeit bei etwa 500° C und erst recht bei Zimmertemperatur unter 0,12% Co.

1) W. Wahl, Ztschr. anorg. allg. Chem. 66. S. 65. 1910.

2) R. Sahmen, Ztschr. anorg. allg. Chem. 57. S. 3. 1908.

3) G. Tammann u. W. Oelsen, Ztschr. anorg. allg. Chem. 186. S. 257. 1930.

Ebenso wie bei der Reihe Cu-Co traten bei der Reihe Au-Co diese Kobaltausscheidungen auf, und zwar für den Stab

Au-Co 1,2 bei $\sim 500^\circ$
 1,9 bei $\sim 450^\circ$
 3,4 bei $\sim 400^\circ$.

Die Stäbe 0,3 und 0,4 waren bis 640° stabil. Aus unseren Befunden ergibt sich also entgegen der Angabe von Wahl (a. a. O.) die Löslichkeit von Co in Au bei etwa 500°C kleiner als 0,37 Gewichts-Prozent.

§ 5. *Meßergebnisse.* Die Suszeptibilität, multipliziert mit dem mittleren Atomgewicht¹⁾ der Legierung, ergibt die Atomsuszepti-

Tabelle 2
 Au-Co. Suszeptibilität $\chi_\infty \cdot 10^6$ als $f(T)$

0,3		0,4		1,2		1,9		3,4	
-183°	-0,0270	-190°	+0,0140	-190°	+0,4330	-183°	+0,910	-190°	+2,279
-148	357	-148,5	+0,0090	-145,5	3440	-147,5	767	-155	1,818
-117,5	434	-127,5	-0,0064	-122	3088	-118	673	-132,5	1,602
-87	507	-91	170	-76	2505	-88	599	-101	1,390
-35,5	616	-64	280	+20	1991	-51,5	523	-68,5	1,208
+20	700	-24,5	364	104	1533	-19	473	-39,5	1,073
104	730	+20	455	199	1110	+20	430	+20	0,915
200	805	104	511	306	0704	104	361	104	720
303	970	199	610	449	0419	200	289	202	580
445	994	305	796			306	217	308	460
504	1040	442	848						
625	1070	502	930						
		642	964						

Tabelle 3
 Cu-Co. Suszeptibilität $\chi_\infty \cdot 10^6$ als $f(T)$

0,1		0,2		0,25		0,4		0,5	
-190°	-0,006	-190°	+0,026	-183°	+0,068	-183°	+0,139	-190°	+0,227
+20	-0,021	-134	0,020	+20	0,042	+20	0,104	-153	196
158	-0,028	-104	0,018	158	0,029	159	0,086	-115	165
407	-0,037	+20	0,007					-72	153
								-30	120
								+20	101

bilität χ_A . Ihre Abhängigkeit von der Temperatur ist in Abb. 2 und 3 aufgetragen. Der zunehmende Kobaltgehalt macht sich durch wachsende Werte von χ_A bemerkbar. Die stärkere Neigung der

1) Definiert als $A_m = 0,01 (A_1 \alpha + A_2 (100 - \alpha))$, worin A_1 und A_2 die Atomgewichte der Legierungspartner und α den Gehalt des einen in Atom-Prozent bedeutet.

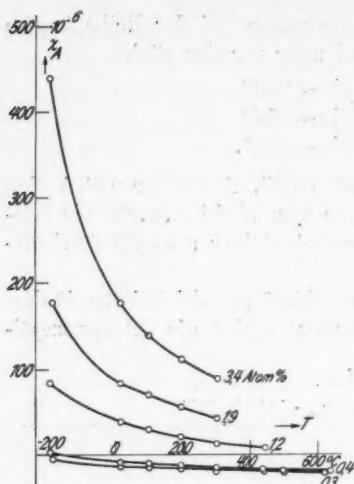


Abb. 2.

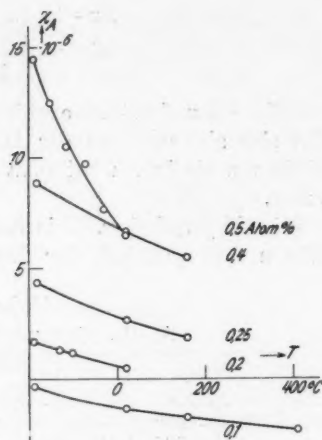
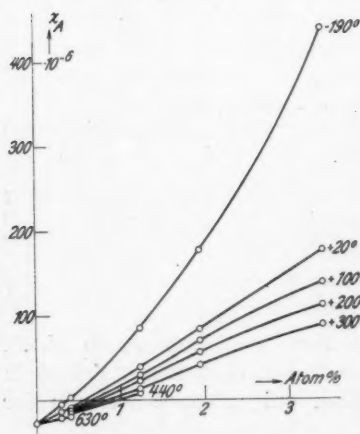
Temperaturabhängigkeit von χ_A für Au-Co und Cu-Co

Abb. 3.

Kurve für den Stab Cu-Co 0,5 wird später bei der Berechnung der Suszeptibilität des Kobaltanteils erörtert werden.

Ein anderes Bild vom Verhalten der Legierungsreihen erhält

Abb. 4. Konzentrationsabhängigkeit von χ_A bei Au-Co

man, wenn man die Konzentration als Abszisse und die Temperatur als Parameter (Abb. 4 und 5) nimmt. Da die Goldlegierungen bis zu höheren Konzentrationen gemessen werden konnten als die des Kupfers, wurde in dem Kupferdiagramm im gleichen Maßstab das entsprechende Stück der Goldreihen mit aufgenommen, um die große Ähnlichkeit im Verhalten der beiden Reihen zu zeigen.

Die Geradlinigkeit des ersten Kurvenstückes bedeutet, daß das zugesetzte Metall mit einer pro Grammatom konstanten, paramagnetischen Suszeptibilität χ_A

in das Gitter des Grundmetalls eintritt. Für die bisher gemessenen Legierungsreihen sind von Vogt diese Werte zusammengestellt worden (III, S. 774). Für die hier untersuchten Reihen wurden berechnet bei Zimmertemperatur für

$$\text{Co gelöst in Au} \dots\dots \chi'_A = 4700 \cdot 10^{-6},$$

$$\text{Co} \quad \text{„} \quad \text{Cu} \dots\dots \chi'_A = 2900 \cdot 10^{-6}.$$

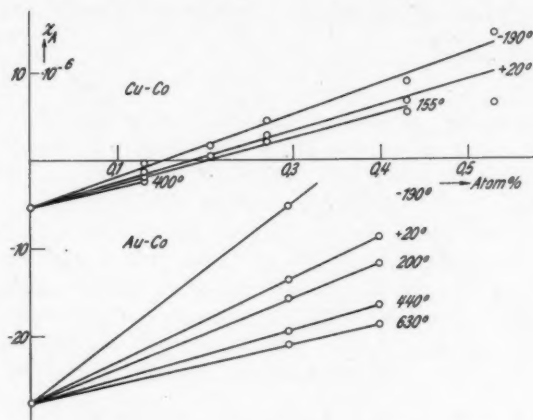


Abb. 5. Konzentrationsabhängigkeit von χ_A bei Cu-Co

§ 6. *Atommoment des gelösten Kobalts.* Bisher bezogen sich alle Ausführungen auf die Gesamtlegierung. Es soll jetzt versucht werden, den Magnetismus des zugesetzten Kobalts zu isolieren.

Andere Untersuchungen (a. a. O.) haben gezeigt, daß die Annahme berechtigt ist, der Magnetismus des Mischkristalls setze sich additiv aus den Anteilen der Komponenten zusammen. Wir gelangen daher in unserem Falle zu dem Anteil des Kobalts durch Subtraktion des bekannten temperaturunabhängigen Gold- bzw. Kupferanteils vom Gesamtwert χ_A . Diesen Kobaltanteil beziehen wir sodann auf 1 Grammatom gelösten Kobalts, d. h. wir bilden:

$$\chi_{Co} = \frac{100}{\alpha} \left[\chi_A (\text{Leg.}) - \chi_A (\text{Au, Cu}) \left(1 - \frac{\alpha}{100} \right) \right].$$

Gehorcht der Paramagnetismus des gelösten Kobalts dem Curie-Weißschen Gesetz $\chi(T - \Theta) = C$, so müssen die Werte von $1/\chi_{Co}$ gegen die Temperatur aufgetragen, auf Geraden liegen, deren Abschnitt auf der Abszisse den Wert für Θ angibt, und durch deren Neigung C_{Co} bestimmt ist.

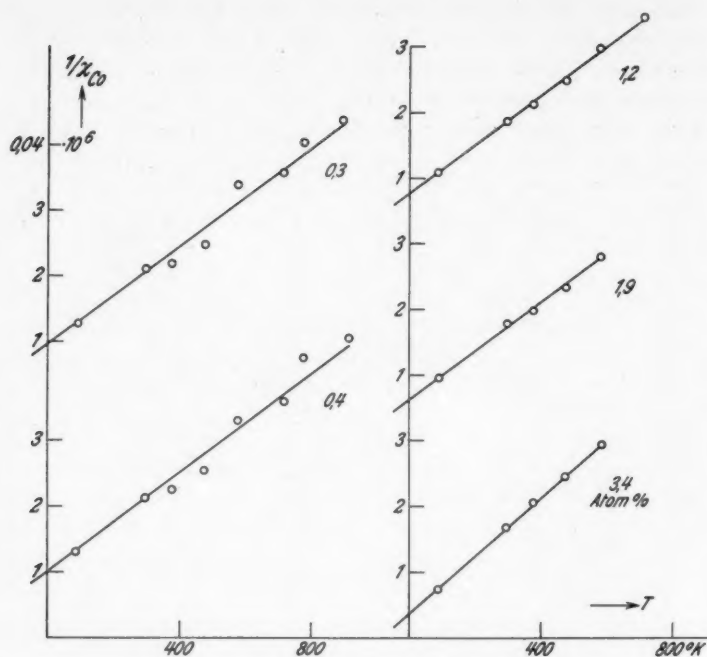


Abb. 6.

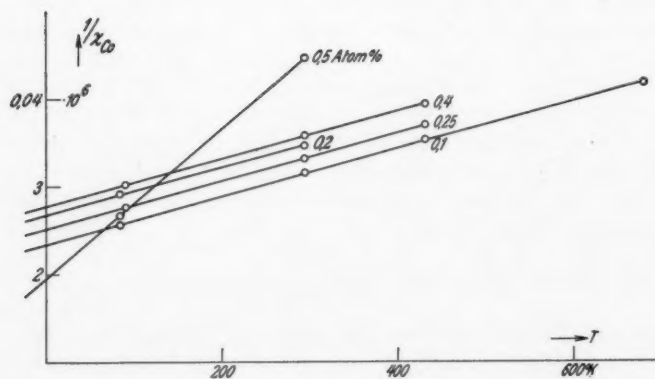


Abb. 7.

$1/x_{Co}$, T -Diagramm der Au-Co- und Cu-Co-Legierungen

Wie weit das erfüllt ist, zeigt Abb. 6 im $1/\chi_{\text{Co}}$, T -Diagramm für die Au-Co-Legierungen. Θ bleibt hier durchweg kleiner als -250° . Bei dieser Größenordnung kann man von der Gültigkeit des Weißschen Gesetzes für die ersten Kobaltzusätze in Gold sprechen. Die Geraden der ersten 4 Legierungen sind innerhalb der Meßgenauigkeit einander parallel; das bedeutet, daß das Kobalt unabhängig von der Konzentration mit ein und demselben magnetischen Moment in das Gold eintritt. Dieses Moment berechnet sich aus der Langevinschen Theorie zu:

$$\mu_B = 2,84 \sqrt{C_{\text{Co}}}.$$

In Tab. 4 sind die Werte für Θ und μ_B zusammengestellt. Nur die Gerade für den Stab 3,4 hat eine etwas andere Neigung. Er war der einzige, dessen Co-Gehalt sich nicht aus Widerstandsmessungen ermitteln ließ, weil er außerhalb von Lindes Meßbereich lag. Dieser Umstand könnte es nahelegen, das veränderte Atommoment auf einen Fehler in der Co-Konzentration zurückzuführen. Nimmt man jedoch unverändertes Moment an und berechnet daraus die Konzentration, so fällt der gemessene Widerstand völlig außerhalb von Lindes Kurve. Die Änderung des Atommoments bei diesem höheren Co-Gehalt ist also offenbar reell.

Tabelle 4

Au-Co	Θ in $^\circ$	μ_B
0,3	- 247	} 4,59
0,4	- 247	
1,2	- 197	
1,9	- 162	
3,4	- 87	4,28

Tabelle 5

Cu-Co	Θ in $^\circ$	μ_B
0,1	- 860	} 5,45
0,2	- 990	
0,25	- 930	
0,4	- 1020	
0,5	- 220	3,06

Für die Cu-Co-Reihe ist in Abb. 7 und Tab. 5 dieselbe Art der Darstellung gegeben. Wenn hier auch bereits beträchtliche negative Θ -Werte auftreten, so ist doch das Weißsche Gesetz genau erfüllt; man muß daher wohl in der Parallelität der Geraden wiederum den Beweis dafür sehen, daß der erste Kobaltzusatz unabhängig von der Konzentration mit konstantem Moment in das Kupfer eintritt. Das abweichende Verhalten des Stabes 0,5 fiel schon im χ_A , T -Diagramm (Abb. 3) auf. In der $1/\chi_{\text{Co}}$, T -Darstellung entspricht dem eine stärkere Neigung: das Moment des Kobaltzusatzes für Stab 0,5 ist wesentlich kleiner als das der anderen Stäbe.

Ebenso wie in der Au-Co-Reihe kann man das kleinere Moment bei größerer Konzentration mit der stärkeren Wechselwirkung der

Kobaltatome untereinander, die das Moment nicht voll zur Geltung kommen läßt, zu erklären versuchen.

Für jede der Kobaltreihen haben wir gefunden, daß die ersten Zusätze mit einem von der Konzentration unabhängigen Moment in das Gitter des Grundmetalls eintreten. Obwohl mit diesem eine Wechselwirkung anscheinend nicht stattfindet, sind die Werte in beiden Reihen verschieden, und zwar sind mit größerem μ_B größere Werte von Θ verbunden. Es sei darauf hingewiesen, daß Fahlenbrach¹⁾ Beziehungen zwischen den Größen Θ und C erörtert, und daß auch dort mit wachsendem C das negative Θ zunimmt.

§ 7. *Vergleich mit der Theorie.* In Tab. 6 sind die ermittelten Momente mit den Werten der vorausgehenden Elemente verglichen; ferner zeigt die Tabelle, daß die an den Legierungen bestimmten Momente gut übereinstimmen mit den an festen Salzen gefundenen Ionenmomenten²⁾.

Tabelle 6
Experimentelle Magnetonzahlen

Legierung	μ_B	Salz	μ_B
Cr in Au ³⁾	~ 4,8	Cr ²⁺	4,8
Mn „ Cu ⁴⁾	5,2—5,3	Mn ³⁺	5,0
Mn „ Ag ⁴⁾	5,6—5,8	Mn ²⁺	5,5—5,9
Mn „ Au ⁴⁾	5,5—5,7	—	—
Fe „ Au ⁵⁾	~ 5,3	Fe ²⁺	5,2—5,5
Co „ Au	4,6	Co ²⁺	4,4—5,2
Co „ Cu	5,4	—	—
Rh „ Pt	1,9	—	—

Tabelle 7
Theoretische Magnetonzahlen

	Z_d	a) nur Spin	b) $h\Delta \nu \ll kT$
Cr ³⁺	3	3,9	5,2
Mn ³⁺ Cr ³⁺	4	4,9	5,5
Fe ³⁺ Mn ³⁺ Cr ³⁺	5	5,9	5,9
Co ³⁺ Fe ³⁺ Mn ³⁺ Cr	6	4,9	5,5
Co ³⁺ Fe ³⁺ Mn	7	3,9	5,2
Co ³⁺ Fe	8	2,8	4,5
Co	9	1,7	3,0

1) H. Fahlenbrach, Ann. d. Phys. [5] 14. S. 524. 1932.

2) Vgl. E. C. Stoner, Magnetism and Matter (London 1934) Tab. 4, 1. S. 312.

3) M. L. Néel, Journal de phys. [7] 3. S. 160. 1932.

4) G. Gustafsson, Ann. d. Phys. [5] 25. S. 545. 1936. Zahlenwerte nach E. Vogt, IV; vgl. folgende Seite § 8.

5) J. W. Shih, Phys. Rev. 38. S. 2051. 1931; vgl. E. Vogt III. S. 777.

Für die theoretische Deutung kommen wohl nur die in Tab. 7 verzeichneten Möglichkeiten in Frage¹⁾: a) Bahnmoment ausgelöscht; nur Spin magnetisch wirksam; b) enge Multiplettstände: $h\Delta v \ll kT$. Wie ein Vergleich von Tabelle 6 und 7 zeigt, ermöglicht keine der beiden Annahmen eine sichere und eindeutige Bestimmung der Ionisationsstufe des gelösten Übergangsmetalls. Als wahrscheinlichste Wertigkeiten kann man wohl die in Tab. 7 umrahmten Ionen ansehen.

§ 8. Eine andere Art der Darstellung. An Stelle des Curie-Weißschen Gesetzes wurde zur Darstellung von temperaturabhängigem Paramagnetismus auch der Ansatz:

$$(a) \quad \chi = \chi_0 + \frac{C}{T}$$

empfohlen, der statt der empirischen Konstanten C und Θ ein anderes Konstantenpaar C und χ_0 liefert. So hat z. B. Gustafsson (a. a. O.) seine Messungen verdünnter Manganlegierungen auswerten können. Der Zusammenhang zwischen beiden Auswertungsverfahren wurde kürzlich von Vogt²⁾ erörtert. Dabei zeigte sich, daß Gustafssons Messungen durch beide Ansätze befriedigt werden; die Abweichungen vom Curiegesetz sind nämlich bei den Manganlegierungen zu klein, um eine Entscheidung zu ermöglichen.

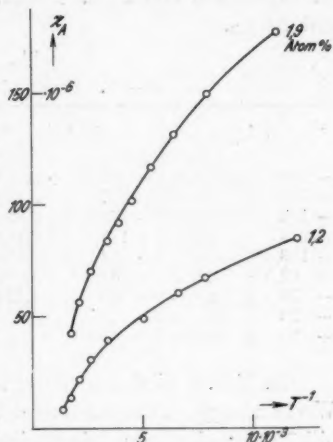


Abb. 8. χ_A, T^{-1} -Diagramm für Au-Co-Legierungen

Anders bei den Kobaltlegierungen. Abb. 8 zeigt an zwei Legierungen die Auswertung nach dem oben stehenden Ansatz (a). Im $\chi, 1/T$ -Diagramm ergeben sich stark gekrümmte Kurven und keineswegs Geraden wie im $1/\chi, T$ -Diagramm. Bei den beträchtlichen Θ -Werten war das nicht anders zu erwarten. Die Entscheidung fällt also hier eindeutig für das Curie-Weißsche Gesetz.

III. Die Reihe Platin-Rhodium

§ 9. Konzentrationsabhängigkeit. Da Platin und Rhodium eine lückenlose Mischkristallreihe bilden, war in Aussicht genommen

1) Vgl. E. C. Stoner, a. a. O.

2) E. Vogt, Ann. d. Phys. [5] 29. S. 358. 1937: „IV“.

worden, die ganze Reihe magnetisch zu untersuchen. Es gelang aber nicht, Legierungen mit mehr als 50% Rhodium, ihrer großen Sprödigkeit wegen, einwandfrei in Stabform herzustellen, so daß nur Stäbe mit weniger als 50% zur Untersuchung kamen.

Bei Berechnungen für diese Reihe wurden für das Platin, das von vielen Autoren untersucht wurde, die Werte der Suszeptibilität aus der Arbeit von Collet und Foëx¹⁾ benutzt. Obwohl von ihnen vier verschiedene Proben reinsten Platins unter den gleichen Bedingungen untersucht wurden, ließ sich keine Übereinstimmung der Meßergebnisse erreichen. Die Magnetonzahlen liegen zwischen 1,6 und 2,6 μ_B .

Tabelle 8
Pt-Rh. Suszeptibilität $\chi_\infty \cdot 10^6$ als $f(T)$

9,1 %		17,4 %		25,1 %		32,2 %	
- 188°	+ 1,958	- 188°	+ 2,664	- 188°	+ 2,260	- 188°	+ 2,573
- 162	1,809	- 157	2,429	- 144	2,080	- 163,5	2,326
- 143	1,780	- 140,5	2,299	- 134	2,050	- 142,5	2,205
- 123,5	1,727	- 113,5	2,194	- 110,5	1,980	- 111	2,090
- 103,5	1,662	- 84,5	2,068	- 87	1,930	- 77,5	2,019
- 82,5	1,627	- 42,5	1,910	- 60	1,877	- 25,5	1,911
- 55	1,569	+ 20	1,770	- 46,4	1,850	+ 20	1,831
- 23	1,508			+ 20	1,745		
+ 20	1,440						

In Tab. 8 sind für die Pt-Rh-Legierungen die extrapolierten Werte von χ_∞ zusammengestellt. Daraus wurde die Atomsuszeptibilität der einzelnen Mischkristalle ermittelt und in Abhängigkeit von der Konzentration dargestellt (Abb. 9). Sie ist in jedem Falle größer als die der reinen Komponenten. Durch Zusatz von Rhodium wird der Paramagnetismus des Platins verstärkt, um dann nach Durchlaufen eines Maximums (unter Annahme der Gültigkeit des gestrichelten Kurvenstückes) in den Wert des reinen Rhodiums zu münden. Es wurde versucht, den Knick im Maximum bei 25 Atom-Prozent, der auch bei tiefer Temperatur wieder auftritt, durch geeignete Wärmebehandlung zu beseitigen und als Überstruktureffekt zu erklären. Eine diesen Effekt andeutende Widerstandsänderung konnte jedoch trotz Temperns bei 1300° und Abschreckens nicht festgestellt werden [vgl. auch die Messungen von Acken²⁾].

Die Konzentrationsabhängigkeit von χ_A der Pt-Rh-Legierungen erinnert nun (abgesehen von der Einsenkung im Maximum) an den ganz ähnlichen Verlauf in einer anderen Mischkristallreihe: der von

1) P. Collet u. G. Foëx, Journ. de phys. (7) 2. S. 290. 1931.

2) J. S. Acken, Bur. of Stand., Journ. of Res. XII. S. 249. 1934.

Valentiner und Becker¹⁾ untersuchten Reihe Kupfer-Mangan. Auch hier steigt der Paramagnetismus gerade bis 25 Atom-Prozent Mn an, um dann steil abzufallen. Die doch danach offenbar nicht zufällige Lage des Maximums bei 25 Atom-Prozent legt folgende Deutung nahe²⁾:

Der steile Anstieg des Paramagnetismus mit zunehmendem

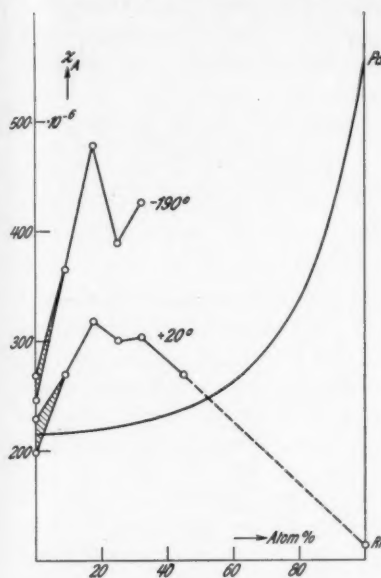


Abb. 9.

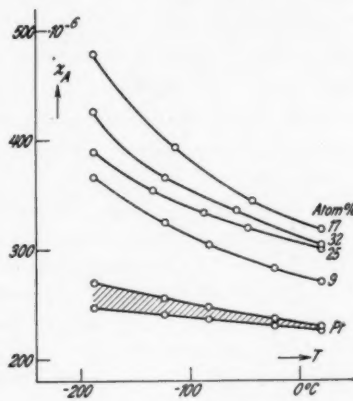


Abb. 10.

Konzentrations- und Temperaturabhängigkeit von χ_A der Pt-Rh-Legierungen

Gehalt an Übergangsmetallen wurde damit begründet³⁾, daß die magnetischen Momente der unabgeschlossenen Ionen, so lange sie genügend verdünnt sind, nicht in gegenseitige Wechselwirkung treten und sich daher einem äußeren Magnetfeld gegenüber annähernd frei verhalten. Die Wechselwirkung der Atommomente bewirkt — außer bei den drei ferromagnetischen Elementen Fe, Co und Ni — gegenseitige Antiparallelstellung und daher das Absinken des Paramagnetismus zu dem heute vielfach als „Antiferromagnetismus“ bezeichneten Verhalten der meisten reinen Übergangselemente. In den kubisch flächenzentrierten Gittern des Kupfers oder des Platins ist nun bei 25 Atom-Prozent Mn- oder Rh-Zusatz gerade eins der vier

1) S. Valentiner u. G. Becker, Ztschr. f. Phys. 80. S. 735. 1933.

2) Auf die mich Herr Dr. Vogt hinwies.

3) Vgl. hierzu die ausführliche Darlegung bei E. Vogt III.

einfach kubischen Teilgitter voll besetzt, — allerdings regelmäßige Atomanordnung vorausgesetzt! — Es ist dann noch gerade jedes Mn-Atom umgeben nur von Cu-Atomen der drei übrigen Teilgitter. Der Abstand zum nächsten Mn-Atom ist größer, er beträgt eine Würfelkante. Sobald 25 Atom-Prozent überschritten werden, müssen Mn-Atome auch in die drei Cu-Teilgitter und damit in die unmittelbare Nachbarschaft zu Mn-Atomen eintreten; es kommen jetzt Abstände zwischen Mn-Atomen vom Betrag der halben Flächendiagonalen vor. Es sieht also so aus, als ob erst bei unmittelbarer Nachbarschaft der Übergangionen im Gitter ihre Momente in Wechselwirkung zueinander treten! — Freilich liegt wohl sonst kein Anhalt dafür vor, daß die fraglichen Legierungsreihen Cu-Mn und Pt-Rh Überstrukturen bei 25 Atom-Prozent besitzen.

§ 10. *Temperaturabhängigkeit.* Um das magnetische Moment des gelösten Rhodiums zu berechnen, trennten wir die Suszeptibilität wieder in additive Anteile für Rh und Pt. Doch sei darauf hingewiesen, daß in dieser Reihe das Grundmetall nicht temperaturunabhängigen Diamagnetismus besitzt wie Gold und Kupfer, sondern daß hier der Paramagnetismus des Platins selbst temperaturabhängig ist. Diese Abhängigkeit ist zusammen mit der der einzelnen Legierungen in Abb. 10 aufgetragen (obere und untere Grenze für Pt nach Collet und Foëx). Die Berechnung von χ_{Rh} wurde nun so durchgeführt, daß für jede Temperatur mit dem mittleren Wert von χ_A für reines Platin das χ_{Rh} des Rhodiumzusatzes ermittelt wurde. Unter Benutzung dieser mittleren Werte ergibt sich im $1/\chi_{Rh}$, T -Diagramm (Abb. 11) für Pt-Rh 9 sehr gut eine Gerade; die anderen Legierungen ergeben jedoch Kurven, deren Krümmung mit wachsender Rh-Konzentration zunimmt, so daß man keineswegs noch von Gültigkeit des Weißschen Gesetzes sprechen kann. Für die verdünnteste Legierung Pt-Rh 9, bei der als einziger die Punkte auf einer Geraden liegen, folgen die Werte:

$$\theta = -90^\circ \quad \mu_B = 1,9 \quad (\mu_{\text{eff.}} = 1,7).$$

Aus der Gültigkeit des Weißschen Gesetzes kann man wohl folgern, daß das Platin sich wenigstens bei so geringen Fremdmetallzusätzen, trotz seines Paramagnetismus, ebenso neutral verhält wie das Gold und das Kupfer. Hierfür liegt noch ein anderer Hinweis in der Anordnung der Punkte Pt, Pt-Rh 9 und 17 in Abb. 9. Geradlinigkeit der χ_A -Kurve bedeutet ja, daß das Rhodium mit einer pro Grammatom konstanten Suszeptibilität in das Platingitter eintritt, und das ist in dem ersten Bereich der Fall ($\chi_A' = 800 \cdot 10^{-9}$).

Berechnet man das Moment des Rh-Ions aus einem seiner Salze, so ergibt sich keine so gute Übereinstimmung wie bei den oben angeführten Übergangsmetallen (Tab. 7). Cabrera und Dupérier¹⁾ fanden aus Messungen an RhCl_3 für das Moment des Rh^{+++} nur $\mu_{\text{eff.}} = 0,3$. Um so bemerkenswerter ist aber der so viel höhere Momentwert für das metallische Rh in verdünnter Mischkristalllösung.

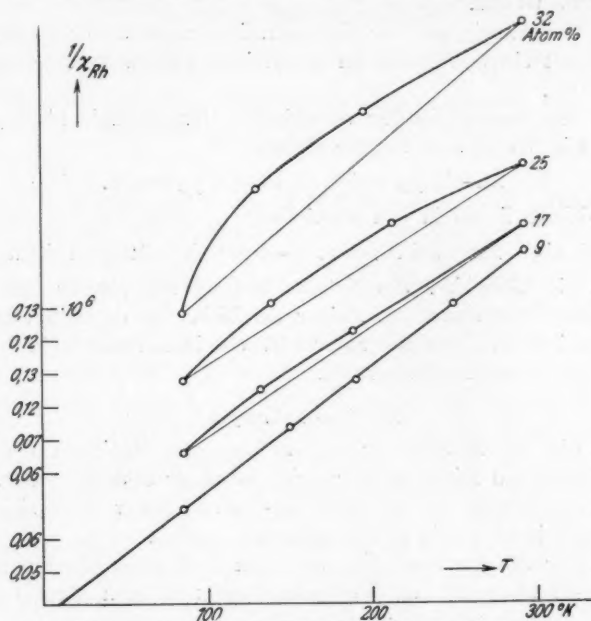


Abb. 11. $1/\chi_{\text{Rh}}$, T -Diagramm der Pt-Rh-Legierungen

Das charakteristische magnetische Verhalten der Reihe Pt-Rh soll in Abb. 9 noch unterstrichen werden durch den ganz andersartigen Kurvenverlauf der Reihe Pt-Pd²⁾. Die ersten dem Platin zugesetzten Palladiumatome haben offenbar die abgeschlossene, diamagnetische Konfiguration mit 10 d -Elektronen, die bei den 9 Außenelektronen des Rhodiums nicht möglich ist.

Zusammenfassung

Untersucht wurden Mischkristallreihen, deren eine Komponente 9 Außenelektronen hat, auf ihre magnetischen Eigenschaften hin, in dem Temperaturintervall von -190° bis $+640^\circ \text{C}$.

1) B. Cabrera u. A. Dupérier, Compt. rend. 185. S. 414. 1927.

2) E. Vogt I.

Die Ermittlung der Suszeptibilität der Komponenten geschah unter der Annahme, daß χ sich additiv aus den Anteilen der einzelnen Komponenten zusammensetzt.

Kobalt-Legierungen

1. Die Kobaltanteile der einzelnen Legierungen befolgen das Weißsche Gesetz.

2. Unabhängig von der Konzentration treten die ersten Kobaltzusätze mit ein und demselben magnetischen Moment in den Mischkristall ein.

3. Das Moment ist für verschiedene Grundmetalle nicht gleich groß. Die Werte sind für die Reihen

$$\text{Au-Co } \mu_B = 4,6 \quad \text{Cu-Co } \mu_B = 5,4.$$

Die Θ -Werte liegen in den Bereichen

$$-160^\circ \text{ bis } -250^\circ \text{ bei Au-Co, } -860^\circ \text{ bis } -1020^\circ \text{ bei Cu-Co.}$$

4. Die Löslichkeit des Kobalts in Gold und Kupfer unterhalb etwa 500°C ist wesentlich kleiner als bisher in der Literatur angegeben, in Gold liegt sie unter 0,37 Gewichts-Prozent, in Kupfer unter 0,12 Gewichts-Prozent Co.

Rhodium-Legierungen

5. Ein bei 25 Atom-Prozent auftretendes Maximum der Suszeptibilität kann mit Hilfe der Kristallstruktur erklärt werden.

6. Im Bereich bis zu 25 Atom-Prozent Rh verhält sich das paramagnetische Platin als Grundmetall neutral.

7. Nur für die Legierung mit dem geringsten Rhodiumzusatz (9 Atom-Prozent) gilt das Weißsche Gesetz mit den Werten

$$\mu_B = 1,9 \quad \Theta = -90^\circ.$$

Herrn Dr. E. Vogt danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine wertvolle Unterstützung, Herrn Geheimrat Grüneisen für sein dauerndes Interesse und die Bereitstellung der Institutsmittel.

Marburg/Lahn, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 14. August 1937)

**Über die „irrationalen“ Interferenzerscheinungen
beim Durchgang schneller Elektronen
durch kleine Kristalle**

Von F. Kirchner und O. Rüdiger

(Aus dem Institut für technische Physik der Universität Köln)

(Mit 5 Abbildungen)

Vor 2 Jahren wurde von F. Kirchner und H. Lassen¹⁾ in dieser Zeitschrift eine merkwürdige Interferenzerscheinung an orientierten dünnen Silber- und Goldschichten beschrieben, die auf eine „typische Flächengitterwirkung“ zurückgeführt wurde; es wurde nämlich gezeigt, daß außer den normalen Raumgitterinterferenzpunkten noch zusätzliche, kreuzförmig angeordnete Interferenzpunkte an denjenigen Stellen auftreten, wo die Ausbreitungskugel die Raumdiagonalen des reziproken Gitters schneidet (vgl. Abb. 1, a. a. O.).

Von L. Brück²⁾ wurde bei der Weiterführung dieser Versuche festgestellt, daß die zusätzlichen Interferenzpunkte besonders große Intensität aufweisen, wenn die Ausbreitungskugel die Raumgitterdiagonalen des reziproken Gitters in einem Abstand von $\frac{1}{6}$ der Würfel diagonalen von einem regulären Gitterpunkt schneidet (Abb. 18 und 19, a. a. O.), daß aber andererseits keine irrationalen Interferenzpunkte auftreten, wenn die durchstrahlte dünne Metallschicht um 45° gegen ihre normale Stellung zum Elektronenstrahl geneigt wird, so daß die Raumdiagonalen die Ausbreitungskugel nicht mehr schneiden, sondern sie innerhalb eines ziemlich großen Winkelbereiches berühren.

Ganz ähnliche Beobachtungen wurden von W. Cochrane³⁾ an dünnen Nickel- und Kobaltschichten gemacht, die elektrolytisch auf einen Kupferkristall niedergeschlagen waren.

Es liegt bisher kein Grund vor, daran zu zweifeln, daß es sich bei allen diesen Versuchen grundsätzlich um die gleiche Erscheinung handelt — unabhängig von der Art des Metalles und der Herstellungs- und Untersuchungsmethode der betreffenden Schichten.

1) F. Kirchner u. H. Lassen, Ann. d. Phys. [5] **24**. S. 113. 1935.

2) L. Brück, Ann. d. Phys. [5] **26**. S. 254. 1936.

3) W. Cochrane, Proc. Phys. Soc. **48**. S. 723. 1936.

Da inzwischen von theoretischer Seite¹⁾ mehrfach die Hypothese ausgesprochen worden ist, die beobachtete Interferenzerscheinung sei auf eine Begrenzung der einzelnen Kriställchen durch Oktaederflächen zurückzuführen, haben wir die Frage der Begrenzungsflächen einer erneuten experimentellen Prüfung unterzogen. Dabei hat sich zunächst eine einwandfreie Bestätigung des früheren Befundes ergeben: wenn man eine in der oben beschriebenen Weise hergestellte Silberschicht auf Steinsalz mit dem Elektronenstrahl streifend belichtet, dann erhält man — bei einer Schichtdicke von 20—30 $m\mu$ beginnend — regelmäßige Interferenzdiagramme, in denen die einzelnen Interferenzpunkte in Richtung nach kleineren Streuwinkeln (d. h. senkrecht zur Schichtfläche!) verbreitert sind (vgl. Abb. 1). Diese Verbreiterung ist ganz offensichtlich dadurch verursacht (vgl. F. K. und H. L., a. a. O. S. 121), daß die Einzelkriställchen

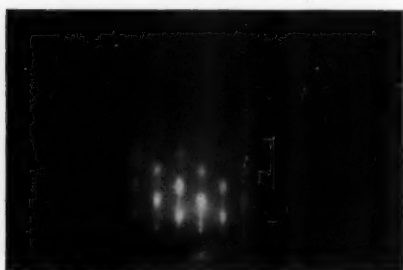


Abb. 1. Silberschicht (90 $m\mu$) auf NaCl;
Strahlrichtung parallel (110).
Brechungseffekt an (200)

zwar azimuthal (d. h. in bezug auf die Würfelkante senkrecht zur Schichtfläche) sehr genau parallel zueinander orientiert sind, daß aber gewisse Schwankungen der Orientierung (von der Größenordnung eines Bogengrads) um die in der Schichtfläche liegenden Würfelkanten auftreten. Daß tatsächlich solche kleinen Schwankungen der Orientierung der Kriställchen vorliegen, und zwar nur um solche

Drehachsen, die in der Schichtebene liegen, ist auch aus den Durchstrahlungsaufnahmen an solchen Schichten ersichtlich: wird nämlich die Schicht senkrecht durchstrahlt (vgl. z. B. Abb. 10 in der Arbeit von L. Brück, a. a. O.), dann zeigen die einzelnen Interferenzpunkte keine Spur einer Deformation zu Kreisbögen, wie sie durch eine unvollständige azimuthale Orientierung der Kriställchen verursacht werden würde. Wird dagegen die Schicht gegen den Elektronenstrahl geneigt (vgl. Abb. 20 bei L. Brück, a. a. O. S. 255), dann entarten die Interferenzpunkte an der gleichen Schicht zu kurzen Kreisbögen, die eine entsprechende Schwankung der

1) M. v. Laue, Ann. d. Phys. [5] 26. S. 25. 1936; M. v. Laue u. K. H. Riewe, Ztschr. f. Krist. 95. S. 408. 1936; M. v. Laue, Ann. d. Phys. [5] 29. S. 211. 1937.

Orientierung um die in der Schichtebene liegenden Würfelkanten anzeigen.

Die oben erwähnte Verbreiterung der Interferenzpunkte nach kleineren Streuwinkeln liefert also den Beweis dafür, daß die Kriställchen durch Würfelflächen parallel zur Schichtebene begrenzt sind¹⁾.

Auf der anderen Seite müßten nun aber oktaedrische Begrenzungsebenen infolge derselben Orientierungsschwankungen einen Brechungseffekt liefern, wenn sie mit dem Elektronenstrahl streifend belichtet werden. Das letztere ist z. B. der Fall in Abb. 1, wo der Elektronenstrahl parallel zu einer Flächendiagonale, also auch parallel zur Oktaederebene, verläuft. Wenn demnach oktaedrische Begrenzungsebenen vorhanden wären, dann müßten die Interferenzpunkte der Abb. 1 infolge des erwähnten Brechungseffekts eine Verbreiterung in Richtung der Normalen zu diesen Ebenen zeigen; sie zeigen aber lediglich eine Verbreiterung in Richtung der Normalen zur Würfelfläche. Wir haben an einer größeren Zahl von dünnen Silberschichten, die mit der Würfelfläche parallel zur Unterlage orientiert waren, nach einem Brechungseffekt an oktaedrischen Begrenzungsebenen gesucht, konnten aber in keinem Falle einen solchen Effekt beobachten. Wenn daher überhaupt oktaedrische Begrenzungsebenen vorhanden sind, dann spielen sie gegenüber den Würfel-Begrenzungsebenen nur eine untergeordnete Rolle. Es ist daher auch nicht möglich, die „irrationalen“ Interferenzpunkte auf eine oktaedrische Begrenzung der Kriställchen zurückzuführen, wie es M. v. Laue (a. a. O.) getan hat²⁾.

1) Wenn die Begrenzungsflächen der Kriställchen diejenige Rolle für das Aussehen des Interferenzbildes spielen würden, die M. v. Laue (a. a. O.) ihnen zuschreibt, dann müßten auch „irrationalen“ Interferenzpunkte an den Stellen auftreten, wo die Ausbreitungskugel durch die Würfelkanten des reziproken Gitters hindurchgeht; solche Interferenzpunkte sind aber bisher nicht beobachtet worden.

2) Die obigen experimentellen Ergebnisse haben wir Herrn M. v. Laue seit dem 1. 2. 36 wiederholt brieflich mitgeteilt. Wir haben dabei auch noch auf eine weitere Schwierigkeit für die Lauesche Hypothese hingewiesen. Aus der Schärfe der Interferenzpunkte muß man nämlich schließen, daß die einzelnen Kriställchen mindestens einen Durchmesser von etwa 40 \AA haben müssen. Die Intensität der irrationalen Interferenzen kann aber bis etwa 10% derjenigen der normalen Interferenzpunkte betragen; es erscheint uns unter diesen Umständen unmöglich, auf Grund der Laueschen Hypothese eine derart große Intensität zu erklären. Denn obwohl die Lauesche Theorie in ihrer bisherigen Form noch keine zahlenmäßige Berechnung der Intensität der von ihr geforderten „Stacheln“ ermöglicht, kann man doch jedenfalls so viel aus ihr entnehmen (wie uns Herr v. Laue freundlicherweise brieflich bestätigt hat), daß das Verhältnis der Intensität eines regulären Punktes im reziproken

Ein anderer Deutungsversuch ist von Cochrane (a. a. O.) vorgeschlagen worden. Cochrane nimmt in den kleinen Kriställchen eine Zwillingsbildung nach der (111)-Ebene an. Eine solche Zwillingsbildung führt, entsprechend den 4 Oktaederflächen, zu 4 neuen Kristallorientierungen. In diesen neuen Orientierungen fallen dann, wie Cochrane gezeigt hat, die Gitterpunkte des reziproken Gitters auf die Würfeldiagonalen des ursprünglichen reziproken Gitters und zwar so, daß außer in den Eckpunkten und der Raummitte des ursprünglichen reziproken Gitters noch neue Gitterpunkte auftreten, die die Würfeldiagonale in 6 gleiche Teile teilen. Nach dieser Auffassung wird die besonders große Intensität der irrationalen Interferenzpunkte, die bei einer Neigung der Schicht um 12° oder 26° gegen die Normalstellung (vgl. L. Brück, a. a. O. Abb. 18 und 19) beobachtet wird, ohne weiteres verständlich. Aber auch die Cochranesche Deutung kann keine völlig befriedigende Erklärung der Beobachtungen liefern. Wenn man nämlich die irrationalen Interferenzen als normale Raumgitterinterferenzen an Zwillingskristallen auffaßt, dann müßten sie bei *jeder* beliebigen Orientierung der Schicht in bezug auf den Elektronenstrahl auftreten, sofern nur die Ausbreitungskugel durch den entsprechenden Zwillings-Gitterpunkt im reziproken Gitter hindurchgeht. Dies ist aber nicht der Fall; schon von L. Brück wurde festgestellt (vgl. Abb. 20, a. a. O. S. 255), daß *keine* irrationalen Interferenzpunkte auftreten, wenn die Schichtebene um 45° geneigt wird, so daß die Würfeldiagonalen des reziproken Gitters die Ausbreitungskugel im Nullpunkt berühren¹⁾.

Gitter zu der Intensität eines Stachelpunktes sehr rasch mit der Teilchengröße zunehmen sollte (nämlich im allgemeinen mit dem Quadrat der Linearabmessungen der Teilchen). Die Beobachtungsbedingungen für die von der Laueschen Theorie des Kristallformfaktors geforderten „Stacheln“ sollten also dann am günstigsten sein, wenn die Teilchengröße möglichst gering ist. Wir haben nun im Verlaufe unserer Untersuchungen auch an sehr dünnen Schichten mit möglichst geringer Teilchengröße, die schon merklich verbreiterte Interferenzen lieferten, nach den „irrationalen“ Interferenzpunkten gesucht; solche Schichten mit sehr geringer Teilchengröße liefern aber im allgemeinen *nur* die regulären Interferenzpunkte, während die bei dickeren Schichten, also größeren Teilchen, mit großer Intensität beobachteten irregulären Interferenzpunkte hier entweder gar nicht oder nur mit viel geringerer Intensität auftreten. Wir sind deshalb der Ansicht, daß die Intensität der von der Laueschen Theorie geforderten „Stacheln“ unter den normalen, bei unseren Versuchen vorliegenden Bedingungen so gering ist, daß diese Erscheinung bisher noch gar nicht beobachtet werden konnte.

1) Durch dieses experimentelle Ergebnis werden übrigens auch die Versuche widerlegt [M. v. Laue, Ann. d. Phys. [5] 29. S. 211. 1937; V. A. Kolpinsky, Phys. Zschr. Sowj. Un. 10. S. 563. 1936 (Phys. Ber. 1937, S. 708)], die Aufteilung

Unsere oben erwähnten Beobachtungen über die Begrenzung der Kriställchen durch Würfflächen parallel zur Schichtebene zeigen übrigens, daß eine Zwillingsbildung offenbar überhaupt nur vorübergehend auftreten kann und daß offensichtlich die normale Orientierung der Kriställchen erheblich bessere Wachstumsbedingungen hat, als die von Cochrane angenommenen Zwillingsorientierungen. Allerdings könnte die Annahme einer häufig wiederholten Zwillingsbildung wohl die Möglichkeit zur Erklärung der Tatsache liefern, daß die Oktaederebene bei diesen Versuchen eine besondere Rolle als *Flächengitter* spielt, d. h. daß die Würfeldiagonale des reziproken Gitters nicht nur in den ausgezeichneten $\frac{1}{6}$ -Punkten, sondern auch in den übrigen Punkten Interferenzintensität liefert. Wenn sich nämlich die Zwillingsbildung nach der (111)-Ebene häufig wiederholt, dann entstehen ja dünne Kristallblättchen parallel zur Oktaederebene; in diesem Fall entstehen aber, wie früher gezeigt wurde¹⁾, die Gitterpunkte des reziproken Gitters zu „Gitterstäbchen“, die senkrecht zu der Normalen der betreffenden Fläche, hier also in Richtung der Würfeldiagonalen verlaufen.

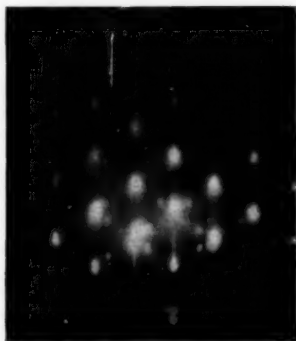


Abb. 2. Silberschicht (15 m μ) auf NaCl; Strahlrichtung wie in Abb. 1. Irrationale Interferenzpunkte im Abstand $\frac{1}{6}$ Würfeldiagonale

Zum Schluß sollen noch zwei bemerkenswerte Beobachtungen beschrieben werden, für die wir bisher noch keine befriedigende Erklärung geben können. Erstens findet man die Sechstelteilung der Würfel-

der Würfeldiagonalen in Sechstel auf periodische Gitterfehler oder gar auf eine bestimmte Länge der Kriställchen zurückzuführen; denn wenn die angenommenen periodischen Gitterfehler in der Richtung senkrecht zu den Oktaederflächen vorhanden wären, dann müßten sie sich besonders stark bemerkbar machen, wenn man die Oktaederflächen in Reflexionsstellung bringt, wie es in der oben erwähnten Abb. 20 der Arbeit von L. Brück geschehen ist. Auf dieser Abbildung sind aber keinerlei „Gittergeister“ zu sehen, ebensowenig, wie auf den entsprechenden Aufnahmen von dünnen Silberschichten, die in der gleichen Weise hergestellt, aber nicht veröffentlicht worden sind. Überdies sollten wohl Gittergeister nicht nur zwischen den höheren Ordnungen, sondern auch manchmal zwischen der nullten und ersten Ordnung auftreten; wir haben aber auf einigen 100 Aufnahmen, auf denen „irreguläre“ Interferenzpunkte zu sehen sind, niemals einen Interferenzstrahl beobachtet, der bei einem kleineren Streuwinkel gelegen hätte, als die normale Oktaederreflexion.

1) F. Kirchner, Ann. d. Phys. [5] 13. S. 53. 1932.

diagonalen auch dann, wenn der Strahl parallel zur Schichtebene und gleichzeitig parallel zu einer Flächendiagonale verläuft (Abb. 2), obwohl hier — ebenso wie bei den oben erwähnten Versuchen von L. Brück an einer gegen den Elektronenstrahl um 45° geneigten Schicht — die Ausbreitungskugel im Nullpunkt von den Würfeldiagonalen berührt wird.

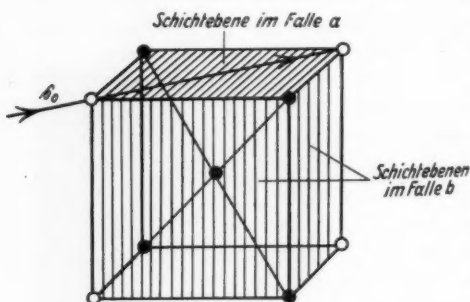


Abb. 3. Durchstrahlung parallel zur Flächendiagonale: Die Vollkreise stellen diejenigen Punkte des reziproken Gitters dar, welche von der Ausbreitungskugel geschnitten werden.

Fall a): Schichtebene parallel zum Strahl. Sechstelteilung, vgl. Abb. 2.

Fall b): Schichtebene um 45° gegen den Strahl geneigt. Keine Sechstelteilung, vgl. Abb. 20 von L. Brück, a. a. O.

Der Grund für dieses abweichende Ergebnis kann nicht in der Gittergeometrie gesucht werden, sondern muß in der geringen Dicke der Kristallschicht liegen, die im einen Fall quer durchstrahlt, im andern

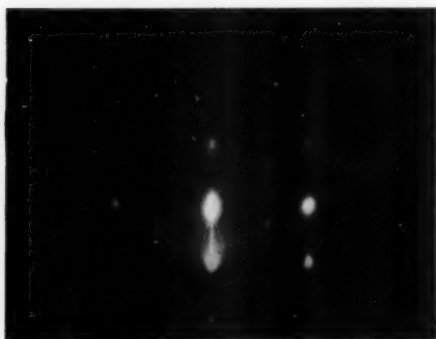


Abb. 4.

Goldschicht (15μ) auf Glimmer; (111)-Ebene parallel zur Unterlage. „Auswüchse“ an (222) und (111), deren genauer Verlauf aus der schematischen Zeichnung Abb. 4a ersichtlich ist



Abb. 4a.

Falle streifend belichtet wird (vgl. Abb. 3). Zweitens zeigen die stärksten Interferenzpunkte häufig „Auswüchse“, die die Tendenz haben, sich mit entsprechenden Auswüchsen benachbarter Punkte zu einer geschlossenen Kurve zusammenzuschließen. Ein charakteristisches

Beispiel hierfür ist in Abb. 4 wiedergegeben. Die beiden stärksten Interferenzpunkte (111) und (222) sind nicht nur durch einen schmalen vertikalen Strich, sondern auch noch durch zwei schwächere gekrümmte Linien von Birnenform miteinander verbunden; außerdem zeigt (222) noch ein weiteres Paar von Auswüchsen unter etwas größerem Winkel.

Zusammenfassung

Dünne Metallschichten, die bei erhöhter Temperatur mit der Würfelfläche parallel zur Unterlage und azimuthal durchorientiert niedergeschlagen sind, liefern, wie früher von F. Kirchner und H. Lassen gezeigt wurde, nicht nur in den normalen Richtungen Gitterinterferenzen, sondern auch in solchen Richtungen, die zu einem Schnittpunkt der Ausbreitungskugel mit den Würfeldiagonalen des reziproken Gitters führen. In der vorstehenden Arbeit wird gezeigt, daß die einzelnen Kriställchen, die diese Schichten aufbauen, von Würfelflächen parallel zur Unterlage begrenzt sind; es lassen sich keine experimentellen Anhaltspunkte dafür finden, daß auch Oktaederflächen als Begrenzungsebenen auftreten. Die Laue'sche Theorie des Kristallformfaktors kann deshalb nicht zur Deutung dieser Beobachtungen herangezogen werden.

Köln a. Rh., Juli 1937.

(Eingegangen 23. Juli 1937)

Irrationale Interferenzpunkte

(Erwiderung an Kirchner und Rüdiger)

Von M. v. Laue

Die Herren Kirchner und Rüdiger veröffentlichen¹⁾ Einwände, nicht gegen die Theorie des Kristallformfaktors²⁾ selbst, wohl aber gegen deren Anwendung auf die Elektronenbeugungsaufnahmen Cochranes³⁾ und Brücks⁴⁾. Sie behaupten insbesondere, die Oktaederebenen, auf die ich aus diesen Beobachtungen schließe, wären als Grenzflächen nicht vorhanden, dafür träten Würfelflächen als Grenzebenen auf. Nun habe ich für die Brückschen Nickel- und Silberschichten selbst auf das Auftreten einer Würfelfläche aus dem Dasein des zugehörigen „Stachels“ geschlossen. Dennoch kann man darin kaum eine Übereinstimmung zwischen den genannten Autoren und mir sehen; die Argumente sind nämlich grundverschieden.

Die Herren Kirchner und Rüdiger ziehen ihre Schlüsse mittels der Idee der *Strahlenbrechung*. Sie vermissen deren Wirkung an den von mir behaupteten Oktaederebenen und glauben sie statt dessen in ihrer Abb. 1 für die eine Würfelfläche zu finden. Nun haben ja schon andere ausgezeichnete Sachkenner, z. B. S. Kikuchi und G. P. Thomson⁵⁾, von der Brechung an der Begrenzung kleinster Kristallite gesprochen, auch für Elektronen von 40000 Volt und mehr, wie sie hier in Rede stehen. Man verzeihe mir, wenn ich trotzdem davon nicht ganz überzeugt bin. Alle damit gedeuteten Erscheinungen sind einigermaßen verschwommen und zur quantitativen Berechnung wenig geeignet, die denn auch meines Wissens noch niemand versucht hat. Jegliche quantitative Betrachtung auf diesem Gebiete knüpft an die elementarste Form der Raumgitter-Interferenztheorie an, welche keinen von 1 verschiedenen

1) F. Kirchner u. O. Rüdiger, Ann. d. Phys. [5] **30**. S. 609. 1937.

2) M. v. Laue, Ann. d. Phys. [5] **26**. S. 25. 1926; **29**. S. 211. 1937; M. v. Laue u. K.-H. Riewe, Ztschr. f. Krist. **95**. S. 408. 1936.

3) W. Cochrane, Proc. Roy. Soc. **48**. S. 723. 1936.

4) L. Brück, Ann. d. Phys. [5] **26**. S. 254. 1936.

5) S. Kikuchi u. S. Nakagawa, Scientific Papers of the Institute of physical and chemical research Hongo **21**. S. 80. 1933; G. P. Thomson, Phil. Mag. **18**. S. 640. 1934.

Brechungsindex kennt; auf ihr beruht auch die Theorie des Kristallformfaktors. Daß man mit diesem einfachen Hilfsmittel auskommt, mag Verwunderung erregen; jedenfalls erscheint es mir richtig, auf dieser Grundlage zunächst einmal weiterzuarbeiten. Was insbesondere die genannte Abb. 1 bei Kirchner und Rüdiger anlangt, so kann man die Verlängerung der Interferenzflecke ja auch anders als durch Brechung deuten; z. B. durch Annahme einer Mosaikstruktur, wie es Kirchner und Raether¹⁾ früher für einen anderen Fall mit bestem Erfolg getan haben. Aber vielleicht gibt es auch noch weitere Deutungen.

Den tieferen Gegensatz zwischen den Anschauungen der Herren Kirchner und Rüdiger einerseits, den meinigen andererseits, sehe ich in ihrem Satz: „Es liegt bisher kein Grund vor, daran zu zweifeln, daß es sich bei allen diesen Versuchen grundsätzlich um dieselbe Erscheinung handelt — unabhängig von der Art des Metalls und den Herstellungs- und Untersuchungsmethoden der betreffenden Schichten“. Da wir bisher nur *ein* experimentelles Mittel der Untersuchung kennen — die Elektronenbeugung — und da jedes andere Kriterium diesen kleinen Dimensionen gegenüber versagt, darf man Übereinstimmung zwischen verschiedenen Beugungsbildern eigentlich nur verlangen, wenn alle am gleichen Objekt gemacht sind. Mit Vorbehalt mag man dies dahin mildern, daß auch Schichten aus gleichem Material und gleicher Herstellungsmethode übereinstimmende Bilder geben sollten — obwohl diese Methoden bisher wohl keineswegs gleichmäßige Ergebnisse verbürgen²⁾. Mir scheint danach, als berührten die neuen Versuche Kirchners und Rüdigers meine früheren Ausführungen überhaupt nicht; die untersuchten Gegenstände haben wenig miteinander zu tun.

Außerdem aber scheint mir der Vergleich der Brückschen Abb. 18, 19 und 20 abwegig, von denen sich die erste auf Silber, die zweite auf Nickel, die dritte auf Gold bezieht. Ich schließe aus ihnen nur, daß sich in solchen Schichten zwar Silber und Nickel gleichartig, aber Gold anders verhält. Eine Bestätigung für diese Auffassung erblicke ich erstens in Äußerungen Brücks³⁾, zweitens

1) F. Kirchner u. H. Raether, Phys. Ztschr. 33. S. 510. 1932.

2) H. Lassen, Phys. Ztschr. 35. S. 172. 1934 schreibt über die nach Kirchners Verfahren hergestellten Schichten: „Es liegt also so, daß verschiedene Schichten verschiedene Struktur aufweisen, daß aber ein und dieselbe Schicht durchweg dieselbe Struktur besitzt...“

3) L. Brück, a. a. O., schreibt auf S. 245: „Dieselben Erscheinungen wie Aluminium zeigte auch Gold.“ Und auf S. 243: die Orientierung wäre beim Aluminium anders als bei den „vorher besprochenen Metallen“, unter denen auch Nickel ist.

in Abb. 2 bei Kirchner und Rüdiger; denn dieses an Silber unter geometrisch ähnlichen Bedingungen wie die Goldaufnahme Abb. 20 bei Brück gewonnene Bild paßt durchaus zur Brückschen Silberaufnahme Abb. 18. Die Kirchner-Rüdigersche Erklärung des Unterschiedes zwischen dieser Silber- und der Goldaufnahme scheint mir ebensowenig notwendig, wie überzeugend¹⁾.

Ich habe schon früher betont, daß die Theorie des Kristallformfaktors nicht *alle* Züge der Elektronenbeugung an Schichten und Oberflächen zu erklären beansprucht. Aber einige Eigenheiten an manchem der bisher veröffentlichten Beugungsbilder erklärt sie; daran halte ich trotz der Einwendungen der Herren Kirchner und Rüdiger fest²⁾.

1) In Anm. 2 auf S. 611 berühren Kirchner und Rüdiger die Intensitätsfrage. Dazu ist zu sagen, daß bei vorgegebener Form eines Kristalliten die Theorie (vgl. M. v. Laue u. K.-H. Riewe, a. a. O.) die Intensitäten mittels der Integralberechnung jedenfalls in genügender Annäherung zu berechnen gestattet. Nur erfährt man immer erst durch die Elektronenbeugung etwas von der Form, kann also nichts voraussagen. Weiter müßte man, um die Intensität in einem Stachelpunkte mit dem Hauptfleck zu vergleichen, doch Hauptfleck und einen *ihm* zugehörigen Stachel in der gleichen Aufnahme sehen, was bisher nicht vorgekommen sein dürfte; anderenfalls gehen gar zu viele nicht genau bekannte Intensitätsfaktoren in die Rechnung ein.

Wenn Kirchner und Rüdiger über Versuche mit veränderlicher Teilchengröße berichten, was bürgt ihnen dafür, daß nicht die Form mit der Größe variiert? Ganz abgesehen davon, daß man die Versuche doch etwas näher kennenlernen müßte, um ihre Beweiskraft zu beurteilen. Bei Brück steht zu lesen, es wären bei seinen Versuchen am Silber und Nickel „Kreuzpunkte“ stets aufgetreten, die freilich unter besonderen Umständen verstärkt herauskamen (S. 253 unten und 254). Daran habe ich mich bei meiner Diskussion dieser Versuche gehalten. Wenn andere Versuche ein anderes Ergebnis zeitigen, so muß das eben auf Verschiedenheit der untersuchten Schichten beruhen.

2) In Anm. 1 auf S. 612 führen Herr Kirchner und Rüdiger die Brücksche Goldaufnahme Abb. 20 als Beweis gegen meine Behauptung an, beim Silber und Nickel zeigten sich Gitterfehler. Auch hier muß ich erwidern, daß sich verschiedene Metalle eben beim Niederschlag aus dem Dampf verschieden verhalten. Im übrigen ist die Überlegung, die zu den Gitterfehlern führt, nur eine leichte Verallgemeinerung der Fourieranalyse, welche jeder Aussage über Kristallstrukturen, ausgesprochen oder nicht, zugrunde liegt.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, im Oktober 1937.

(Eingegangen 15. Oktober 1937)

Irrationale Interferenzpunkte

(Antwort an Herrn M. v. Laue)

Von F. Kirchner

Von der Redaktion der Zeitschrift wurden mir in dankenswerter Weise die vorstehenden Bemerkungen von Herrn v. Laue zu unserer Arbeit zur Kenntnis gegeben. Zu diesen Bemerkungen muß ich sachlich folgendes feststellen:

1. Den Brechungseffekt, aus dem wir auf eine Würfелеbene schließen, haben wir — entgegen der Ansicht Herrn v. Laues — an den *gleichen* Schichten beobachtet, welche die hier in Rede stehende „irrationale“ Interferenzerscheinung zeigten (vgl. z. B. Abb. 5 der Arbeit von Kirchner und Lassen, Ann. d. Phys. [5] **24**, S. 119. 1935; in dieser Abbildung ist sowohl der Brechungseffekt, wie auch die irrationale Interferenzerscheinung deutlich erkennbar).

2. Der der Brückschen Goldaufnahme Abb. 20 entsprechende Versuch, den wir als Beweis gegen das Vorhandensein von periodischen Gitterfehlern angeführt haben, ist von uns nicht nur am Gold, sondern mit dem gleichen Resultat auch an solchen Silberschichten durchgeführt worden, die bei anderer Orientierung (z. B. nach Abb. 18 von Brück) die irrationalen Interferenzpunkte lieferten. Wir beziehen uns also auch hier — entgegen der Ansicht Herrn v. Laues — auf Versuche an der *gleichen* Schicht. Im übrigen haben wir schon in unserer ersten Mitteilung (Kirchner und Lassen, a. a. O. S. 114) ausdrücklich festgestellt, daß die am Silber zuerst beobachtete Erscheinung „in genau derselben Weise auch bei dünnen Kristallschichten anderer Metalle, z. B. bei Gold, auftritt“.

3. Auch wenn man die Verlängerung der Interferenzflecke auf Grund der von Herrn v. Laue zitierten Arbeit von Kirchner und Raether deuten will, muß man — entgegen der Ansicht Herrn v. Laues — im vorliegenden Falle das Vorhandensein einer begrenzenden Würfelfläche parallel zur Folienebene annehmen. Diese Deutung führt daher, wie wir schon an anderer Stelle bemerkt haben, zu dem gleichen Resultat. Eine weitere Deutungsmöglichkeit ist bisher *nicht* bekannt.

4. Zu unseren Versuchen mit verschiedener Teilchengröße fragt Herr v. Laue, was uns dafür bürge, daß nicht die Form mit der Größe variiert? Diese Frage ist nach meiner Ansicht belanglos,

denn wir haben ja betont, daß wir an Schichten mit sehr geringer Teilchengröße *nur* die regulären Interferenzpunkte, also überhaupt keine „Stacheln“ erhalten haben. Die hier in Rede stehende Schwierigkeit für die Lauesche Theorie bleibt daher auch dann bestehen, wenn etwa die Kristallform mit der Größe der Kristallite variieren würde.

Nach dem ausgedehnten Briefwechsel, der dieser Diskussion vorausging, kann ich nicht mehr hoffen, Herrn v. Laue von der Richtigkeit unserer durch einige hundert Aufnahmen gestützten Schlüsse zu überzeugen; ich möchte aber bemerken, daß nach meiner Ansicht dem Experimentator grundsätzlich die Entscheidung überlassen bleiben muß, ob seine Experimente durch eine vorgelegte Theorie in befriedigender Weise gedeutet werden können oder nicht.

Köln a. Rh., den 23. Oktober 1937.

(Eingegangen 24. Oktober 1937)

Statische Messungen an Elektronenstrahlen**Von K. H. Stehberger**

(Mit 8 Abbildungen)

Einleitung

Führt man in eine Elektronenstrahlröhre (z. B. eine Braunsche Röhre) eine Sonde derart ein, daß sie außerhalb des durch Blenden begrenzten Bereichs der gerichteten Strahlung bleibt, und hält sie auf einem konstanten Potential (bezogen auf die übrigen Elektroden), so fließt über sie im allgemeinen ein merklicher Strom. Dieser rührt einerseits von einer das ganze Röhreninnere erfüllenden *diffusen Elektronenstrahlung* her, die in der Hauptsache durch Streuung von Strahlelektronen an den Blendenrändern sowie an den in jedem technisch herstellbaren Vakuum vorhandenen Gasmolekülen entsteht, andererseits wird er durch *Träger* verursacht, die beim Zusammenstoß zwischen Elektronen und Gasmolekülen gebildet werden. Gibt man aber den Strahlelektronen eine Energie, die unter den in Frage kommenden Trägerbildungsspannungen liegt, und läßt man den Strahl in einem starken magnetischen Längsfeld laufen¹⁾, so gelingt es, eine Sonde in der Nähe des Strahls praktisch stromfrei zu halten. Sie ist dann in der Lage, rein statisch auf den Strahl einzuwirken (Röhrenelektrometer), oder auch die von dem Strahl ausgehende Influenzwirkung anzuzeigen.

I. Die Wendelstrahlröhre**1. „Wendelstrahlen“**

Die Bahn eines Elektrons ($e/m, v$) im homogenen Magnetfeld \mathfrak{H} hat bei Abwesenheit elektrischer Felder die Gestalt einer zylindrischen Wendel, deren Durchmesser und Ganghöhe durch die Beziehungen

$$(1) \quad D = \frac{2 v_q}{\frac{e}{m} \cdot \mathfrak{H}} \quad \text{und} \quad G = \frac{2 \pi \cdot v_l}{\frac{e}{m} \cdot \mathfrak{H}}$$

gegeben sind, worin v_l und v_q die Komponenten von v parallel und senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien bedeuten. Ist das Ver-

1) Zur Ausrichtung einer diffusen langsamen Elektronenstrahlung erstmalig angewandt bei P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. S. 188. 1902.

hältnis v/ξ hinreichend klein, so daß D und G gegen die gesamte Bahnlänge verschwinden, dann tritt lediglich die gleichförmige Bewegung des Elektrons in Richtung der Kraftlinien unmittelbar in Erscheinung. Ein aus solchen Elektronenwendeln gebildeter Strahl unterscheidet sich aber von einem ohne Mitwirkung eines Magnetfelds zustande gekommenen mit der gleichen Geschwindigkeit v_i sowohl durch die Energie seiner Elektronen $\frac{m}{2}(v_i^2 + v_q^2)$ als auch durch sein Verhalten im elektrischen Querfeld sowie bei der Streuung usw., wie noch im einzelnen gezeigt werden wird. Wir heben deshalb derartige Strahlen aus langsamen Elektronen im starken Magnetfeld als „Wendelstrahlen“ hervor.

2. Die Versuchsröhre

Zur Erzeugung und Untersuchung der Wendelstrahlen diene eine Röhre von der in Abb. 1 dargestellten Form.

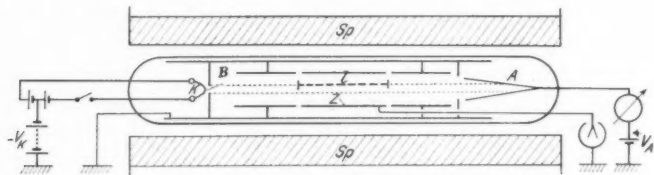


Abb. 1. Versuchsanordnung für Influenzmessungen

Sie ist so gebaut, daß sie sich mit einem Spielraum von einigen Millimetern in den Innenraum einer zylindrischen Stromspule hineinschieben läßt. Die Kathode K ist ein thorierter W -Draht. Ihr gegenüber liegt eine Blende B , deren Öffnung den Querschnitt des Wendelstrahls bestimmt. Zwischen K und B liegt das beschleunigende Feld.

Das Magnetfeld der Spule Sp bewirkt, daß die Elektronen die Kathode (bzw. die sie umgebende Raumladungswolke) nur in Richtung der Röhrenachse verlassen können. Daher kann man durch geeignete Abstimmung von Kathoden- und Blendengröße erreichen, daß die Blende nur einen unerheblichen Teil (weniger als 10%) der Kathodenemission zurückhält. Hinter der Blende liegt der statisch geschützte Meßraum. Er enthält je nach der Art der beabsichtigten Untersuchung Elektroden verschiedener Form. Schließlich trifft der Wendelstrahl auf den Auffänger A . Soll dieser die Strahlintensität praktisch vollständig aufnehmen, so muß man die Rückstreuung nach Möglichkeit einschränken. Einen Käfig kann man zu diesem Zweck nicht verwenden, da die am Käfigboden

rückgestreuten Elektronen unter dem Einfluß des Magnetfeldes wiederum einen Wendelstrahl bilden würden, der ungehindert die Öffnung des Käfigs verlassen könnte. Es wurde daher zur vollständigen Aufnahme des Wendelstrahls mit Vorteil eine hohlkegelförmige Elektrode benutzt. Hierdurch wird erreicht, daß nur wenige Elektronen mit rückwärts gerichteter Geschwindigkeit den Auffänger verlassen. Gibt man diesem noch eine geringe positive Vorspannung gegen seine Umgebung, so arbeitet er ebenso gut wie ein Käfig im Falle nicht gewendelter Strahlen.

Die Spule *Sp* hat eine Länge von 22,4 cm bei einer lichten Weite von 40 mm. Bei Belastung mit 1,0 Amp. erzeugt sie in ihrem Mittelpunkt ein Magnetfeld von 256 Gauss. In einer Entfernung von 5,5 cm von der Spulenmitte in Achsenrichtung vermindert sich die Feldstärke um 5%.

3. Die Strahlintensität

Es wurde bereits erwähnt, daß bei passenden Kathoden- und Blendenformen nahezu die gesamte Emission der Kathode in der Strahlintensität enthalten sein kann. Die Emission ist aber bei den geringen in Betracht kommenden Beschleunigungspotentialen in der Hauptsache durch *Raumladungsbildung* begrenzt. Es gilt also, die Raumladung möglichst zu vermindern, um genügend große Strahlintensitäten zu erhalten. Einen erheblichen Beitrag hierzu leistet das starke Magnetfeld der Spule *Sp*. Während nämlich das Magnetfeld des Heizstroms bekanntlich einen Teil der emittierten Elektronen zur Rückkehr zur Kathode zwingt, ist das homogene Spulenfeld so gerichtet, daß es den Elektronen den Weg in Richtung des beschleunigenden Feldes freigibt. Es überlagert sich dem Heizstromfeld, und da es bei unseren Versuchen etwa 8 mal größer war als dieses, hob es dessen Raumladung fördernde Wirkung auf. Messungen ergaben bei Beschleunigungsspannungen von 7 Volt eine Erhöhung der Emission um etwa 100% bei Einschalten des Spulenfeldes (Abb. 2).

Weiterhin läßt sich die Emission und damit die Strahlintensität dadurch erheblich vergrößern, daß man die Kathode möglichst nahe

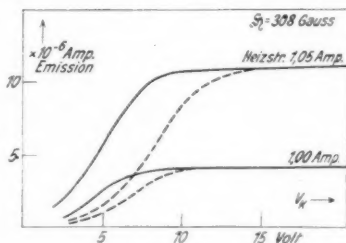


Abb. 2. Emissionskennlinien
— im Magnetfeld
--- ohne Magnetfeld

an die Blende heranbringt. Hierbei verliert allerdings das Beschleunigungsfeld seinen homogenen Charakter, und die Folge davon ist eine starke Inhomogenität des Wendelstrahls in v_z . Wie Messungen der *Strahlgeschwindigkeitsverteilung* erkennen ließen, kann es dann vorkommen, daß im Strahl alle v_z zwischen 0 und v , also alle möglichen Steigungsgrade der Bahnwendeln, nahezu gleichmäßig vorhanden sind.

Bei den in den folgenden Abschnitten beschriebenen Versuchen wurde meist mit Stromdichten der Größenordnung 10^{-5} Amp./mm² bei Beschleunigungsspannungen von 4—30 Volt gearbeitet.

4. Der Sondenstrom

Ist b der Durchmesser der strahlbegrenzenden kreisförmigen Blende, so beträgt der Durchmesser des von Elektronen durchstrahlten Raumzylinders hinter der Blende $b + 2 D_{\max}$, wenn D_{\max} den größten Durchmesser bedeutet, den eine Bahnwendel unter den durch die Größen \mathcal{E} , v und e/m bestimmten Verhältnissen nach Gl. (1) besitzen kann. Erleidet ein Elektron des Strahls während seines gesamten Weges eine einmalige Streuung an einem Gasmolekül, so wächst der Durchmesser des Strahlraums auf $b + 4 D_{\max}$ an, bei zweimaliger Streuung auf $b + 6 D_{\max}$ usw. Je vollständiger das Vakuum und je kleiner D_{\max} , desto geringer ist also die Verbreiterung, die ein Wendelstrahl durch die Streuung erfährt und es läßt sich leicht erreichen, daß in einer Entfernung von einigen Millimetern von der ohne Streuung vorhandenen Strahlbegrenzung praktisch gar keine Streustrahlung mehr festgestellt werden kann. Findet jedoch bei den Stößen eine Bildung von Trägern statt, so können sich diese vermöge ihres viel kleineren e/m sehr viel weiter aus der Strahlachse entfernen als die Elektronen. Unter diesen Umständen vermag unser Magnetfeld (bis zu 800 Gauss) das Auftreten eines Stroms über eine in die Nähe des Strahls gebrachte Elektrode auf dem Potential des Meßraums nicht zu verhindern.

Zur Untersuchung dieser Verhältnisse wurde in den Raum zwischen der Blende B und dem Auffänger A in Abb. 1 ein Hohlzylinder Z als Sonde eingesetzt. Seine Länge betrug 4,3 cm, seine lichte Weite 1,9 cm. Er befand sich zwischen zwei kürzeren Zylinderstücken gleicher Weite, so daß ihn nur Ladungen aus dem Innenraum erreichen konnten. Gemessen wurde der Sondenstrom J_Z bei einer bestimmten am Auffänger A gemessenen Strahlintensität bei veränderter Beschleunigungsspannung V_K . Die Messung geschah mit einem Saitenelektrometer, bei sehr kleinen Strömen aus der Aufladegeschwindigkeit, bei größeren durch Kompensation an einem

hohen Widerstand. Das Ergebnis wird durch Abb. 3 wiedergegeben. Man erkennt einen sehr kleinen Strom (Größenordnung 10^{-14} Amp.) negativer Ladung bei $V_K < 10$ Volt. Es handelt sich offenbar um den ganz geringen Bruchteil der Strahlelektronen, der durch mehrfache Streuung auf den Zylinder gelangt. Mit wachsender Elektronenenergie nimmt dieser Bruchteil verständlicherweise etwas zu. Bei bestem Vakuum und hohem Φ (300 Gauss) wurde dieser Strom unmeßbar klein ($< 10^{-15}$ Amp.). Bei $V_K = 10,2$ Volt setzt unvermittelt ein Strom positiver Ladung ein, der mit weiter wachsendem V_K schnell 1000 mal größer wird als der negative Strom. Dieser hohe Zylinderstrom rührt offenbar von positiven Trägern her, die bei einer bestimmten Mindestenergie der Elektronen auftreten. Aus der Lage dieser Trägerbildungsspannung kann man schließen, daß es sich um Hg-Träger handelt, was bei Benutzung einer Quecksilberdiffusionspumpe erklärlich erscheint (trotz Anwendung flüssiger Luft).

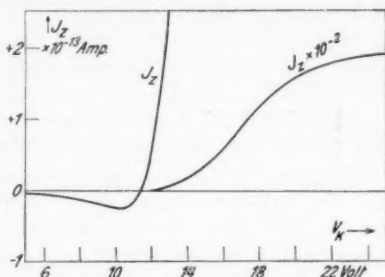


Abb. 3. Zylinderstrom in Abhängigkeit von der Elektronenenergie

Aus diesen J_Z -Messungen geht hervor, daß bei Strahlgeschwindigkeiten unter der kleinsten im Gasrest der Röhre vorkommenden Trägerbildungsspannung nur ganz geringe negative Stromstärken über den Meßzylinder flossen, während sich das Vorhandensein von positiven Trägern sofort in einem steilen Anstieg der Stromkurve anzeigte, da ja — wie bereits erwähnt — das Magnetfeld auf die Träger mit ihrem kleinen e/m einen viel geringeren konzentrierenden Einfluß ausübt als auf die Elektronen¹⁾. Ebenso hätte sich das Auftreten von *negativen Trägern* bei kleineren Elektronengeschwindigkeiten durch einen vergleichbaren Anstieg des negativen Zylinderstroms verraten müssen. Man kann also aus der Kleinheit von J_Z bei $V_K < 10$ Volt auf das Fehlen von negativen Trägern in der Röhre schließen, was im Hinblick auf das Ergebnis der Influenzmessungen im folgenden Abschnitt hervorgehoben werden soll.

1) Auf dieser Grundlage gelang eine einfache Trennung von Elektronen und negativen Trägern bei F. A. Mohler, Phys. Rev. 26. S. 614. 1925.

II. Influenzwirkung von Raumladungen

1. Prinzip der Influenzmessungen

Ein im feldfreien Raum verlaufender Elektronen- oder Trägerstrahl von gleichbleibendem kreisförmigem Querschnitt mit der Strahlgeschwindigkeit v_i und der Intensität J_a stellt eine Raumladung mit zylindrischer Begrenzung dar, deren *lineare Ladungsdichte* λ in Strahlrichtung durch die Gleichung

$$(2) \quad \lambda = J_a / v_i$$

bestimmt ist.

Diese gilt auch für einen Wendelstrahl, wobei zu beachten ist, daß v_i nur eine Komponente der Gesamtgeschwindigkeit v der Ladungen ist.

Die Influenzwirkung einer Ladung auf einen Leiter läßt sich am einfachsten überblicken, wenn der Leiter die Ladung vollständig umschließt. In diesem Fall ist nach dem Faradayschen Influenzgesetz die influenzierte Ladungsmenge gleich der influenzierenden. Es ist zwar unmöglich, bei Elektronenstrahlen diesen Idealfall zu verwirklichen. Wir gelangen aber zu einer ausreichenden Annäherung hieran, wenn wir den Strahl in der Achse eines Hohlzylinders laufen lassen. Ist dieser genügend lang, so daß wir von den Randeinflüssen absehen können, so wird bei einer linearen Ladungsdichte λ im Strahl auf einem l cm langen Stück des Hohlzylinders die Ladung $l \cdot \lambda$ influenziert. Dies gilt auch für das isolierte Mittelstück der Hohlzylinderelektrode Z in unserer Röhre (Abb. 1). Ist c die gesamte Kapazität des Meßsystems, bestehend aus Z und einem damit verbundenen Elektrometer, so bewirkt also das Auftreten einer Raumladung der linearen Dichte λ in der Röhrenachse eine Spannungsänderung des Meßsystems um

$$(3) \quad \Delta V = \frac{l \cdot \lambda}{c}.$$

2. Meßverfahren

Wir haben unter I.4. gesehen, daß je nach Größe von V_K ein sehr verschieden starker Strom über die Zylinderelektrode floß. Dementsprechend zeigte ein mit Z verbundenes Saitenelektrometer nach Einschalten der Kathodenheizung ein recht unterschiedliches Verhalten. Im Gebiet der äußerst kleinen J_Z (Abb. 3) blieb das Elektrometer in Ruhe oder wies einen ganz langsamen Gang nach negativen Potentialen auf, der sich bis in die Nähe von $-V_K$ fortsetzte. Im Gebiet der größeren, von positiven Trägern herrührenden J_Z dagegen stellte sich das Elektrometer sogleich

nach Enterden auf ein bestimmtes positives Potential (im beobachteten V_K -Gebiet unter 1,0 Volt) ein und blieb dort stehen. Dieses Verhalten erschwert die Beobachtung der Influenzwirkung beim Einschalten der Kathodenheizung. Aus diesem Grunde wurden die Influenzmessungen nur beim Ausschalten der Heizung vorgenommen. Nachdem sich das Gleichgewichtspotential der Meßelektrode eingestellt hatte, oder wenn das langsam wandernde Elektrometer eine bestimmte Marke erreicht hatte, wurde der Heizstrom ausgeschaltet. Hierbei zeigte das Elektrometer einen Ausschlag, der nach sorgfältiger Prüfung nicht durch eine Influenzwirkung irgendwelcher Röhrenteile oder Zuleitungen hervorgerufen sein konnte und also von der Influenzwirkung der im Innern des Meßzylinders verschwindenden Raumladungen herrühren mußte.

3. Ergebnisse

Aus den Elektrometerausschlägen lassen sich bei bekannter Elektrometerempfindlichkeit und Kapazität des Meßsystems nach Gl. (3) die linearen Dichten der Raumladungen errechnen. In Abb. 4 ist λ/J_{st} in Coul/Amp. cm als Funktion der Elektronenenergie V_K dargestellt.

Im ersten Teil der Kurve (6—8 Volt) liegt die Ladungsdichte bei geringen negativen Werten, die nur größenordnungsmäßig festgelegt werden konnten. In diesem V_K -Bereich sind offenbar noch keine Träger vorhanden. Die Ladungsdichte ist nur so groß,

wie sie sich nach Gl. (2) für die Strahlelektronen berechnet. Bei $V_K = 8$ Volt beginnt die Kurve zu hoher negativer Ladungsdichte steil abzusinken. Diese erreicht bei $V_K = 10,6$ Volt ihren Höchstwert und nimmt gleich darauf wieder sehr schnell ab. Von $V_K = 17$ Volt an steigt λ dann zu erheblichen positiven Werten an.

Bei der Deutung des Kurvenverlaufs ist zu berücksichtigen, daß die Messungen stets nur die Differenz der positiven und negativen Ladungsdichten wiedergeben. Interessant erscheint nun besonders ein Vergleich der λ -Kurve mit der J_z -Kurve (Abb. 3), die unter den gleichen Gasverhältnissen in der Röhre aufgenommen wurde und die Differenz der positiven und negativen über Z fließenden Stromstärken

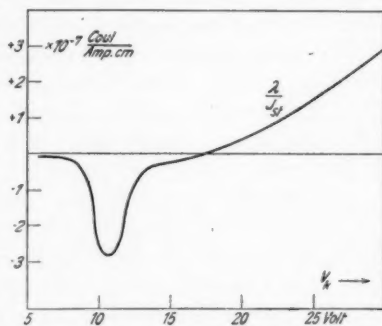


Abb. 4. Ladungsdichtemessung

darstellt. Beide Kurven zeigen übereinstimmend das Auftreten der positiven Träger bei $V_K = 10,2$ Volt an, die λ -Kurve durch die Umkehr zu positiven Werten hin. Während dagegen im Gebiet $V_K = 8-12$ Volt λ einen verhältnismäßig hohen negativen Wert erreicht, ist in der J_Z -Kurve durchaus kein entsprechend hohes negatives J_Z zu erkennen. Die negativen Ladungen, deren hohe Dichte wir durch ihre Influenzwirkung beobachten, erreichen also nicht den Zylinder Z. Es könnte sich hierbei um Elektronen handeln, die beim Zusammenstoß mit Gasmolekülen nahezu ihre ganze Energie an diese abgegeben haben (als Anregungsenergie) und durch ihr kleines v , ein hohes λ ergeben [Gl. (2)]. Oder aber es könnten beim Stoß negative Träger entstehen, deren Lebensdauer so gering ist ($< 10^{-8}$ Sek.), daß sie die Zylinderwand nicht erreichen. Diese Frage soll in weiteren eingehenden Versuchen mit reinen Gasen verfolgt werden. Das vorliegende Ergebnis läßt jedenfalls die Influenzmessung geeignet erscheinen, neuen Einblick in den Vorgang der Trägerbildung zu gewähren.

III. Versuche über ein Wendelstrahlelektrometer

1. Gitterröhre und Strahlröhre als Elektrometer

Sowohl Gitterröhren als auch Strahlröhren sind grundsätzlich als Elektrometer verwendbar. Zur Messung kleiner Gleichspannungen (und Gleichströme) hat man jedoch bisher nur Gitterröhren verwendet. Die größte Schwierigkeit hierbei, der zu hohe Gitterstrom der gebräuchlichen Gitterröhren, konnte dadurch, daß man nach dem Vorgang von Hausser, Jaeger und Vahle¹⁾ die Betriebsspannungen unter die Trägerbildungsspannung der in jeder Röhre vorhandenen Restgase senkte, überwunden werden. Bezüglich dieser Entwicklung sei auf die Literatur verwiesen²⁾. Eine auch heute noch die Anwendbarkeit der Röhrenelektrometer beeinträchtigende Schwäche liegt in deren recht komplizierter und unsicherer Handhabung. Da die zur Beobachtung gelangenden Anodenstromänderungen sehr klein gegen den gesamten Anodenstrom sind, muß durchweg mit einer Kompensationsmethode gearbeitet werden. In Anbetracht der Schwierigkeit, den Anodenstrom hinreichend konstant zu halten, ergibt sich hieraus eine hohe Empfindlichkeit der Anordnung gegen Spannungsschwankungen, Erwärmung usw. Es wurden verschiedene Versuche unternommen, diese Störungen durch be-

1) K. W. Hausser, R. Jaeger u. W. Vahle, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Werken 2. S. 325. 1922.

2) Eine Zusammenstellung findet sich im ATM (Archiv f. techn. Messen) J 8330—1 u. J 8334—2.

sondere Schaltungen (z. B. unter Verwendung zweier Röhren) herabzudrücken¹⁾.

Das bisher einzige Röhrenelektrometer, das eine Elektronenstrahlröhre darstellt, die Braunsche Röhre, kann hinsichtlich seiner Empfindlichkeit und Isolation mit den Gitterröhrenelektrometern nicht verglichen werden. Die direkte Ablesung am Leuchtschirm verlangt eine hohe Strahlgeschwindigkeit. Infolgedessen ist das Röhreninnere von einer intensiven diffusen Elektronen- und Trägerstrahlung erfüllt. Unsere Versuche mit der Wendelstrahlröhre haben einen Weg gezeigt, die Streustrahlung auf die nächste Umgebung des Primärstrahls zu beschränken. Wir können ferner — wie dies auch bei den Gitterröhren geschah — die Betriebsspannung unter 8 Volt wählen, um Trägerbildung auszuschließen. Und schließlich achten wir darauf, daß die zu isolierende Elektrode nur an solchen Flächen, die die magnetischen Kraftlinien nicht schneiden, vom Licht getroffen wird, so daß alle dort etwa ausgelösten Photoelektronen wieder zur Elektrode zurückkehren. Damit ist eine wichtige Voraussetzung für das Strahlröhrenelektrometer erfüllt. Die Ablenkung des Strahls muß bei der geringen Strahlgeschwindigkeit indirekt gemessen werden. Dies geschieht auf elektrischem Wege, durch Messung der Differenz der auf zwei Aufangelektroden aufgenommenen Anteile der Strahlintensität.

Es wird sich zeigen, daß man bei einer derartigen Elektrometeröhre keine Kompensationsanordnung benötigt, da diese gewissermaßen in der Röhre selbst enthalten ist, wodurch sich die äußere Schaltung von vornherein erheblich vereinfacht.

Bevor wir den Aufbau eines Wendelstrahlelektrometers im einzelnen beschreiben, müssen wir uns darüber klar werden, in welcher Weise die Ablenkung eines Wendelstrahls im elektrischen Querfeld erfolgt.

2. Ablenkung der Wendelstrahlen im elektrischen Querfeld

Während sich die Wendelstrahlen im elektrischen *Längsfeld* ebenso verhalten wie ungewendelte Strahlen, ist ihre Beeinflussung durch ein *Querfeld* \mathcal{E} besonders zu untersuchen. Zunächst ist es klar, daß die Strahlgeschwindigkeit v , hierbei unverändert bleibt. Die Überlegung kann sich also auf die Projektion der Elektronenwendel auf eine senkrecht durch die magnetischen Kraftlinien gelegte Ebene beschränken. Sie stellt eine Rollkurve dar. Diese komplizierte Bewegung läßt sich in zwei einfache zerlegen, nämlich

1) ATM J 8330—1.

in eine senkrecht zum elektrischen Feld gleichförmig fortschreitende und in eine Kreisbewegung. Die Geschwindigkeit der ersteren ist allein abhängig von der elektrischen und der magnetischen Feldstärke. Sie ist gegeben durch die Beziehung:

$$v_d = \frac{\mathcal{E}}{\mathfrak{H}}.$$

Radius und Geschwindigkeit der Kreisbewegung sind außerdem von e/m , ferner der Größe und Richtung von v_d beim Eintritt ins elektrische Querfeld abhängig, sind also im allgemeinen für jedes Elektron des Wendelstrahls verschieden. Unter der bei der Definition der „Wendelstrahlen“ gemachten Voraussetzung eines kleinen v/\mathfrak{H}

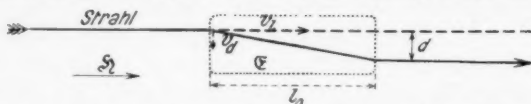


Abb. 5. Verschiebung eines Wendelstrahls im elektrischen Querfeld

und der weiteren eines kleinen \mathcal{E} ist die gleichförmige Geschwindigkeit v_d die einzige wahrnehmbare Wirkung des elektrischen Querfeldes auf den Wendelstrahl¹⁾. Sie setzt sich — wenn wir von der Projektion nun wieder zur räumlichen Betrachtung des Strahls übergehen — mit der ursprünglichen Strahlgeschwindigkeit v_i zusammen und bewirkt eine Richtungsänderung des Strahls (Abb. 5). Nach Verlassen des elektrischen Querfeldes folgt der Strahl wieder den magnetischen Kraftlinien. Beträgt die Länge des ablenkenden Kondensators l_0 , dann berechnet sich die Entfernung des Strahls aus seiner ursprünglichen Achse folgendermaßen:

$$d = \frac{l_0}{v_i} \cdot \frac{\mathcal{E}}{\mathfrak{H}}.$$

Während also ein ungewendelter Strahl im elektrischen Querfeld eine dauernde Richtungsänderung erfährt, kommt bei dem Wendelstrahl eine *Parallelverschiebung* zustande, die der *elektrischen Feldstärke proportional* ist und *senkrecht zur Feldrichtung* erfolgt.

Dieses Verhalten des Wendelstrahls erweist sich, wie gezeigt werden wird, als wertvoll für das Wendelstrahlelektrometer.

3. Die Elektrometerröhre

Für die Elektrometerversuche wurde die zu den Influenzmessungen verwendete Röhre umgebaut, wie aus Abb. 6 ersichtlich wird. Der Influenzzylinder wird durch einen Ablenkkondensator er-

1) Die geringe Energie $\frac{m}{2} v_d^2$ gewinnen die Strahlelektronen aus einer hier vernachlässigten kleinen Verschiebung in Feldrichtung.

setzt, dessen Platten C die Maße $80 \times 20 \text{ mm}^2$ und den Abstand 20 mm erhalten. Die eine Platte ist mit dem geerdeten Schutzmantel verbunden, die andere mit einer gut isolierten Zuleitung versehen. Die Blendenöffnung B_1 ist rechteckig ($3 \times 1 \text{ mm}^2$) und so orientiert, daß die lange Kante senkrecht zur Kondensatorebene steht. Außerdem ist die Blende aus der Röhrenachse soweit gegen die geerdete Platte hin verschoben, daß der Strahl nur in geringem

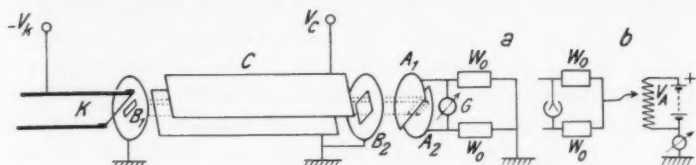


Abb. 6. Schema des Wendelstrahlelektrometers

Abstand über dieser liegt, um seine Entfernung von der isolierten Platte möglichst groß zu machen. Die Kathode K ist wieder ein thorierter W -Draht (0,1 mm). Er ist parallel zu der langen Kante der Blendenöffnung justiert. Durch eine Feder aus stärkerem W -Draht wird er leicht gespannt und dadurch am seitlichen Ausbiegen gehindert.

Zur elektrischen Ausmessung der Strahlverschiebung dient die Anordnung zweier halbkreisförmiger Auffängerelektroden A_1 und A_2 . Sie sind so montiert, daß sie sich — in Strahlrichtung gesehen — zu einem Kreis ergänzen. Doch liegen sie, um eine Berührung zu vermeiden, nicht ganz in einer Ebene. Auf diese Weise bildet die gerade Kante von A_1 eine Trennungslinie zwischen den beiden Teilen des Strahlquerschnitts, die auf A_1 und A_2 auftreffen. Sie liegt parallel zum Glühdraht.

Nicht gezeichnet ist in Abb. 6 der metallische Schutz der isolierten Kondensatorplatte und ihrer Zuleitung.

4. Der Querstrom; Steilheit

Die Blende B_1 teilt das Innere der Wendelstrahlröhre in zwei Räume. Im ersten, dem Strahlerzeugungsraum, wird durch die Form von Kathode und Blende, ihren Abstand und ihre Spannungsdifferenz der Strahl gebildet. Nach Eintritt in den Meßraum bleiben seine Intensität und Geschwindigkeitsverteilung unverändert. Diese Größen gehen also in den Meßvorgang als Konstanten ein. Durch die Einwirkung der Kondensatorspannung V_C erfährt der Strahl, wie erläutert wurde, eine Parallelverschiebung. Wir denken uns nun die Röhre zum Magnetfeld der Spule so justiert, daß die Auffänger A_1

und A_2 bei $V_C = 0$ gerade je eine Hälfte der Strahlintensität J_{A_1} erhalten. Beide Elektroden sind über je einen Widerstand von 10000Ω abgeleitet und außerdem über ein Galvanometer G miteinander verbunden. Dann wird zunächst kein Strom über G fließen. Sobald dagegen an den Ablenkkondensator eine Spannung angelegt wird, erhalten A_1 und A_2 ungleiche Anteile von J_{A_1} , und es fließt über G ein Strom, dessen Größe

$$J_G = \frac{1}{1 + \frac{W_G}{W_0}} (J_{A_1} - J_{A_2})$$

beträgt, worin W_G den Widerstand des Galvanometers und W_0 den Ableitungswiderstand von A_1 und A_2 bedeutet. Die Stromdifferenz $J_{A_1} - J_{A_2}$ bezeichnen wir kurz als „Querstrom“.

Denn J_G würde dasselbe sein, wenn statt der Strahlverschiebung ein Strom $J_{A_1} - J_{A_2}$ zwischen A_1 und A_2 überginge. Der Querstrom J_q ist die Größe, mit deren Hilfe wir die Strahlverschiebung messen. Das Verhältnis $\partial J_q / \partial V_C$ stellt das Maß für die Empfindlichkeit unserer Elektrometerröhre dar, entsprechend dem Verhältnis Anodenstrom : Gitterspannung bei den Gitterröhren.

In Abb. 7 ist eine „ (J_q, V_C) -Kennlinie“, die an der beschriebenen Versuchsröhre gemessen wurde, wiedergegeben. Hierbei waren

$V_K = 6$ Volt und $\mathfrak{S} = 307$ Gauss gewählt. Als Abszisse ist die Plattenspannung V_C , als Ordinate der Querstrom J_q aufgetragen. Man erkennt die große Ähnlichkeit der Kurvenform mit den bekannten „Gitterspannung-Anodenstromkennlinien“ der Gitterröhren. Unsere Kennlinie zeichnet sich allerdings vor diesen durch eine verhältnismäßig große Länge des gradlinigen Mittelstücks aus. Vor allem aber ist von praktischem Vorteil, daß die Achse $J_q = 0$ ohne weiteres durch dessen Mittelpunkt geht. Nach rechts und links läßt sich die Kurve dadurch verschieben, daß man die Röhrenachse gegen das Magnetfeld dreht, wobei sich der Strahlquerschnitt auf dem Auffänger verschiebt. Im Gegensatz zur Gitterröhre ist es hier also nicht nötig, dem Kondensator erst eine geeignete Vorspannung zu geben, um in das günstige Arbeitsgebiet der Röhre zu gelangen.

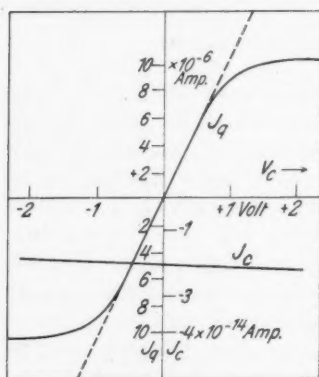


Abb. 7. Plattenspannung-Querstromkennlinie

Ebenso ist eine Kompensationseinrichtung entbehrlich, da für $V_C = 0$ durch mechanische Justierung $J_q = 0$ gemacht werden kann.

Die „Steilheit“ der wiedergegebenen Kennlinie beträgt in ihrem Mittelstück etwa 10^{-5} Amp./Volt. Das ist etwas weniger als bei den technischen Elektrometerröhren mit Gitter. Die Länge des gradlinigen Kurvenstücks hängt von der Breite des Strahlquerschnitts und auch von der Homogenität des Strahls in v_i ab.

In der Abb. 7 ist noch der Kondensatorstrom J_C eingezeichnet, der dem Gitterstrom der Gitterröhren entspricht. Seine Größe (in unserem Beispiel $2 \cdot 10^{-14}$ Amp.) ist wesentlich von J_{st} und von der Güte des Vakuums abhängig. Dagegen hat V_C nur einen geringen Einfluß.

In der besprochenen Gleichstromverstärkerschaltung (Abb. 6a) liegen an der Röhre außer der zu messenden Spannung V_C lediglich die Heizspannung und die Beschleunigungsspannung V_K .

5. Gleichspannungsverstärkung; Rückwirkung

Will man kleine Gleichspannungen verstärken, so sind die Ableitungswiderstände W_0 der Auffänger A_1 und A_2 möglichst hoch zu wählen. Wegen des Spannungsabfalls längs der Widerstände ist dann eine passende positive Vorspannung V_A (Abb. 6b) an die Verbindungsstelle der Widerstände anzulegen. Es empfiehlt sich dann, den Strom J_{st} über ein Galvanometer abzuleiten und die richtige Höhe von V_A daran zu prüfen, daß eine Änderung von V_A eben keinen Einfluß auf J_{st} mehr hat.

Auf diese Weise konnten mit der angegebenen Röhre beispielsweise bei $W_0 = 10^7 \Omega$ und $V_A \sim 100$ Volt Verstärkungen bis zu etwa 300 beobachtet werden.

Bei solchen Messungen war die Rückwirkung der Spannungsdifferenz zwischen A_1 und A_2 auf den Strahl zu beachten, die stets so gerichtet ist, daß sie den Querstrom zu vermindern sucht. In einer Röhre, die mit ungewendelttem Strahl arbeitete, würde diese „Querspannung“ V_q der Kondensatorspannung V_C entgegengerichtet sein. In der Wendelstrahlröhre messen wir aber die Strahlverschiebung *senkrecht zum ablenkenden Feld*. Das Gegenfeld des Auffängers und das Kondensatorfeld stehen daher aufeinander senkrecht und stören sich nicht. Vielmehr erfolgt unter dem Einfluß von V_q eine Strahlverschiebung parallel zur messenden Kante des Auffängers, die also wirkungslos bleibt. Lediglich die verhältnismäßig ganz geringe Strahlverschiebung in Feldrichtung, die wir in III. 2. kurz erwähnten, läßt eine kleine Rückwirkung von V_q erwarten.

Es wurden zur Untersuchung dieser Rückwirkung Messungen über die Abhängigkeit zwischen J_q und V_q angestellt. Zu diesem

Zweck wurde das Potential von A_2 verändert, während J_q aus J_{st} und dem über A_1 fließenden Teilstrom J_{A_1} ermittelt wurde. Das in Abb. 8 dargestellte Ergebnis wurde im übrigen unter den gleichen Betriebsbedingungen wie die in Abb. 7 wiedergegebene (J_q , V_c)-Kennlinie erhalten. Wie man erkennt, ist der Einfluß der Querspannung

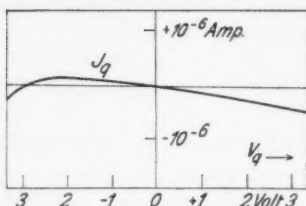


Abb. 8. Querspannungs-
querstromkennlinie

in der Tat nur gering, solange man in den durch die Strahlgeschwindigkeit gebotenen Grenzen bleibt. Die Ableitung $\partial V_q / \partial J_q$ ist im Arbeitsgebiet der Röhre nahezu konstant und hat die Bedeutung des „Querwiderstands“. Er beträgt für unsere Röhre 12,5 M Ω . Die Rückwirkung, die dem „Durchgriff“ der Gitterröhren entspricht, berechnet sich hieraus und aus der Steilheit zu 8‰.

Eine hohe Rückwirkung würde sich ergeben, wenn man hinter den ersten Ablenkkondensator einen zweiten, parallel orientierten setzen würde, dessen Platten mit den Auffängern verbunden wären. Da in dieser Anordnung die Querspannung zwischen A_1 und A_2 zu einer Vergrößerung der Strahlverschiebung und dadurch wiederum zu ihrer eigenen Erhöhung nutzbar gemacht werden könnte, erscheint es möglich, auf diese Weise durch *elektrostatische Rückkopplung* noch eine erhöhte Spannungsverstärkung zu erzielen.

Zusammenfassung

1. Die von einem langsamen, in einem starken magnetischen Längsfeld verlaufenden Elektronenstrahl („Wendelstrahl“) ausgehende *diffuse Streustrahlung* bleibt auf die nächste Umgebung des *Primärstrahls* beschränkt. Dadurch wird es möglich, zwischen dem Strahl und einer in seine Nähe gebrachten Sonde einen Stromübergang praktisch zu vermeiden.

2. Es wird die Einwirkung eines Wendelstrahls und der durch ihn erzeugten Träger durch *Influenz* auf eine solche Sonde untersucht. Dieses Verfahren erscheint geeignet, in den Vorgang der Trägerbildung Einblick zu gewähren.

3. Umgekehrt kann man auch die Sonde rein statisch auf den Wendelstrahl einwirken lassen. Hieraus ergibt sich die Möglichkeit, ein *Wendelstrahlelektrometer* zu entwickeln, das sich im Vergleich mit Gitterröhrenelektrometern durch einfache Handhabung auszeichnet.

Berlin, Institut f. Physik d. Landw.-Tierärztl. Fakultät d. Univ.

(Eingegangen 31. August 1937)

**Umladungen von H- und He-Kanalstrahlen in Gasen
im Geschwindigkeitsbereich von 30—200 ekV¹⁾**

Von H. Meyer

(Mit 18 Abbildungen)

I. Einleitung

Die Gesetze der Energieverluste beim Durchgang von Kanalstrahlen durch Materie in ihrer Abhängigkeit von der Geschwindigkeit sind bisher nur in einem kleinen Geschwindigkeitsbereich untersucht worden. Neben der Anregung und Ionisation der durchquerten Moleküle trägt bei den Kanalstrahlen die Erscheinung der Umladung wesentlich zu den Energieverlusten bei. Die Ausdehnung der Untersuchung der Umladungen auf einen größeren Geschwindigkeitsbereich ist daher dringend erwünscht. Es ist die Aufgabe der vorliegenden Arbeit, die Umladungen von H- und He-Kanalstrahlen in einem Geschwindigkeitsbereich von 30—200 ekV zu messen.

Der Vorgang der Umladung besteht darin, daß ein positives Kanalstrahlteilchen bei der Begegnung mit einem Molekül ein Elektron einfängt, um als neutrales Teilchen seinen Weg fortzusetzen; dieses kann aber wiederum bei einer Begegnung das Elektron abgeben und als geladenes Teilchen weiterfliegen. Dieses Spiel setzt sich fort, so daß sich — vorausgesetzt, daß genügend Gelegenheit zu Begegnungen gegeben ist, daß also die durchlaufene Wegstrecke in der Materie genügend groß ist — ein Gleichgewichtszustand einstellen wird, bei dem im Mittel die Zahl der geladenen und der ungeladenen Teilchen konstant bleibt. Mit wachsender Schichtdicke wird also das Verhältnis der Zahl der positiven Teilchen n_+ zu der Zahl der neutralen Teilchen n_0 , welches wir als den Umladungsquotienten bezeichnen, abnehmen, um sich schließlich bei Erreichung des Gleichgewichtszustandes einem Grenzwerte zu nähern, den wir w nennen wollen.

An Stelle einer Variation der Schichtdicke kann man bei Gasen bei festgehaltener Wegstrecke die Zahl der Begegnungen durch Erhöhung des Druckes vermehren. Definiert man als mittlere freie Weglänge des positiven Teilchens den Weg L_+ , den es im Mittel zwischen seiner Entstehung aus einem neutralen Teilchen und erneuter Neutralisation durch Einfangen eines Elektrons zurück-

1) Dissertation der Philosophischen Fakultät der Universität Gießen.

legen kann, und entsprechend die mittlere freie Weglänge des neutralen Kanalstrahlteilchens L_0 , so gilt:

$$\frac{L_+}{L_0} = w.$$

Diese Gleichung ist leicht einzusehen, wenn man bedenkt, daß ein größerer Gleichgewichtswert w — als Grenzwert des Umladungsquotienten n_+/n_0 — nur dann beobachtet werden wird, wenn im Mittel das geladene Teilchen einen größeren Weg im Gase zurücklegt als das ungeladene.

Für den Fall, daß man von einem vollkommen geladenen Strahl ausgeht¹⁾, besteht zwischen dem reziproken Wert der mittleren freien Weglänge des positiven Teilchens und dem Umladungsquotienten die folgende von Wien²⁾ angegebene Beziehung:

$$\frac{1}{L_+} \cdot (1 + w) = \frac{1}{x} \cdot \ln \frac{\frac{n_+}{n_0} + 1}{\frac{n_+}{n_0} - w}.$$

Hierin bedeutet w den genannten Gleichgewichtswert und x die Länge des Weges, den der Kanalstrahl in der Materie, d. h. in dem untersuchten Gase von bestimmtem Druck, zurücklegt.

Die bisherigen Untersuchungen über die Umladungen erstrecken sich nur herauf bis zu Energien von etwa 40 ekV bei H-Kanalstrahlen, und zwar sind es hier die Messungen von Rüchardt³⁾ und Bartels⁴⁾, die das Gebiet am exaktesten behandeln. Gleichgewichtswerte hat Bartels⁵⁾ für H-Kanalstrahlen in Wasserstoff von 5 ekV bis zu 60 ekV herauf gemessen. Für den Bereich von 25—2500 Volt liegen Wirkungsquerschnittsmessungen von Ramsauer, Kollath und Lilienthal⁶⁾ vor. Rudnick⁷⁾ hat Umladungen von He-Kanalstrahlen in Helium von 5—21 ekV untersucht. Ferner gibt es Untersuchungen von Rutherford⁸⁾ und Kapitza⁹⁾ über Umladungen von α -Strahlen.

1) Über die verschiedenen möglichen Methoden zur Untersuchung der Umladungen vgl. Wien-Harms, Handb. d. Exp.-Phys., Bd. XIV, S. 499 ff. und Geiger-Scheel, Handb. d. Phys., Bd. XXII, 2, S. 103 ff.

2) W. Wien, Sitzber. d. Berl. Akad., 27. Juli 1911; Ann. d. Phys. **39**. S. 528. 1912.

3) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. **71**. S. 377. 1923.

4) H. Bartels, Ann. d. Phys. [5] **6**. S. 957. 1930.

5) H. Bartels, Ann. d. Phys. [5] **13**. S. 373. 1932.

6) C. Ramsauer, R. Kollath u. D. Lilienthal, Ann. d. Phys. [5] **8**. S. 709. 1931.

7) P. Rudnick, Phys. Rev. **38**, 2. S. 1342. 1931.

8) E. Rutherford, Phil. Mag. **47**. S. 277. 1924.

9) P. L. Kapitza, Proc. Roy. Soc. [A] **106**. S. 602. 1924.

Die vorliegende Arbeit soll nun einerseits einen Anschluß an die Bartelsschen Messungen geben und so einen erweiterten Überblick über das Verhalten der H-Kanalstrahlen verschaffen. Andererseits soll die Lücke zwischen den Rudnickschen Messungen an He-Kanalstrahlen und den Uladungsmessungen an α -Strahlen ausgefüllt werden.

II. Apparaturbeschreibung

1. Erzeugung der Kanalstrahlen

Die Apparatur, in der die Kanalstrahlen erzeugt wurden, ist im wesentlichen dieselbe, die Gerthsen entwickelt und die Peter¹⁾ bei der Messung der Ausbeute der durch Protonen ausgelösten charakteristischen Röntgenstrahlen von Aluminium benutzt hat. Da Peter die Anordnung ausführlich beschrieben hat, seien hier nur einige kleine Abänderungen erwähnt: der Ableitwiderstand der Kathode war ein Hochohmwiderstand (CdJ in Amylalkohol) von etwa $4 \cdot 10^7$ Ohm; als Pumpe wurde eine Öldiffusionspumpe benutzt, womit die Zwischenschaltung einer Kühlfalle unnötig wurde. Zu Messungen unterhalb 70 kV wurde ohne Multiplikation gearbeitet, indem die Uladungskammern evakuiert und geerdet wurden.

Die Homogenisierung der Kanalstrahlen geschah in einem Magnetfeld unter Verwendung von 45° Ablenkung. Durch enge Ausblendung wurde eine Homogenität bis auf etwa 1 v. H. der Geschwindigkeit erreicht. Die Feldstärke des Elektromagneten und die Magnetisierungsstromstärke erwiesen sich bis zu Feldern von 9000 Gauss als proportional. Abweichungen von der Proportionalität für stärkere Felder bis zu den höchstverwendeten Feldern von 13400 Gauss wurden durch Ausmessung mit einer Induktionsspule festgestellt.

2. Die Uladungsapparatur

Das Schema der eigentlichen Uladungsapparatur zeigt Abb. 1. Der homogene Kanalstrahl trifft nach scharfer Ausblendung durch den senkrechten Spalt *S* auf den Lochkäfig *L*, der zur Dosierung des einfallenden Kanalstrahles dient, um den Einfluß eventueller Intensitätsschwankungen auszuschalten²⁾. Von hier tritt er in die

1) O. Peter, Ann. d. Phys. [5] 27. S. 299. 1936.

2) Dieser Käfig hat im Boden eine Bohrung, die zugleich wieder als Blende dient. Wegen des endlichen Querschnittes des Kanalstrahles bestünde nun die Möglichkeit, daß bei kleinen Geschwindigkeitsschwankungen der zentrale Teil des Strahles nicht mehr — wie es bei normaler Einstellung der Fall sein soll — durch die Bohrung geht, sondern auf den Boden des Käfigs trifft, während nur Randteile in die Uladungskammer eintreten. Damit wäre der

Umladungskammer ein, in der ein Gasdruck 10^{-2} bis 10^{-4} mm Hg eingestellt werden kann. Die Kammer ist dieselbe, die auch Bartels¹⁾ benutzt hat, nur insofern etwas vereinfacht, als nur je eine Kapillare an den beiden Enden der Kammer die Druckdifferenz gegenüber dem Hochvakuum aufrechterhielt. Die Kapillaren waren je 1 cm lang und hatten eine Bohrung von 1 mm Durchmesser. Infolge der hohen Saugleistung der Öldiffusionspumpen — an den Enden der Gaskammer griff eine zweite Pumpe an — herrschte selbst bei kräftigster Durchströmung, wenn der Druck in

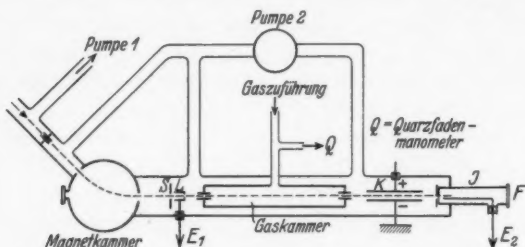


Abb. 1. Umladungsapparatur, schematisch

der Kammer über 10^{-2} mm Hg betrug, außerhalb ein genügend gutes Vakuum, um den Einfluß von Umladungen in diesem Gebiet auszuschalten, so daß er bei der Auswertung unberücksichtigt bleiben konnte. Der Druck in dem Raum außerhalb der Kammer wurde laufend mit einem Molvakuumeter kontrolliert. Die Druckverhältnisse in der Umladungskammer werden im nächsten Abschnitt ausführlicher besprochen.

Nach Durchquerung der Umladungskammer durchläuft der Kanalstrahl, der nun aus geladenen und neutralen Teilchen besteht, den Kondensator K von 80 mm Länge und 4 mm Plattenabstand, an den eine so hohe Spannung gelegt werden kann, daß die geladenen Teilchen sämtlich aus dem Strahl herausgefangen werden. Die angewandte Spannung bewegte sich je nach der Energie der Strahlen zwischen 600 und 1200 Volt. Hinter dem Kondensator K gelangen die Strahlen in die Ionisationskammer I , in der ein Druck von 20 mm Hg herrscht. Die Innenelektrode der Ionisationskammer

Sinn der Dosierung verfehlt. Deshalb ist vor dem Käfig der senkrechte, der Richtung des Magnetfeldes parallele Spalt S angebracht. Er sorgt dafür, daß nur Teile des Kanalstrahles ober- und unterhalb der Bohrung im Elektrometer E_1 zur Messung kommen.

1) H. Bartels, Ann. d. Phys. [5] 6. S. 957. 1930.

war seitlich eingeführt, um durch Anbringung eines Fensters F eine optische Vorjustierung der Apparatur zu ermöglichen. Die endgültige Justierung wurde mit dem Kanalstrahl vorgenommen. Zu diesem Zweck war das gesamte System von der Magnetkammer ab auf einem schwenkbaren Stativ montiert; die Pumpleitungen, Gaszuführungen usw. waren durch Anwendung von Tombakschläuchen bzw. Glasfedern beweglich.

E_1 war ein Lutz-Edelmansches Elektrometer, E_2 ein Kolhörstersches. Die Mengenempfindlichkeit der Elektrometer wurde durch Zuschalten von Kapazitäten dem jeweiligen Bedürfnis angepaßt. Die Messung ging in der Weise vor sich, daß nacheinander die in die Ionisationskammer gelangende Intensität mit geerdetem und geladenem Kondensator K festgestellt wurde über eine Zeit, die durch eine bestimmte Aufladung des Elektrometers E_1 gegeben war. Es ergab sich so das Verhältnis $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$. Waren die Umladungsquotienten $\frac{n_+}{n_0} > 5$, so wurden zu dem Elektrometer E_2 wahlweise verschiedene Kapazitäten geschaltet. Die Kapazität von Ionisationskammer, Zuleitung und Kolhörsterelektrometer wurde zu $45 \mu\text{F}$ bestimmt.

3. Druckmessung und Herstellung bzw. Reinigung der Gase

Die Schaltung der Durchströmungsanordnung für die Umladungskammer veranschaulicht Abb. 2. Um alle etwaigen Spuren von Dämpfen zu beseitigen, wurde die Kühlfalle K_1 während der Versuche dauernd mit flüssiger Luft gekühlt. Wie die Messungen zeigten, wurde eine vollkommene Befreiung von Dämpfen erreicht. Die Variation des Druckes in der Umladungskammer wurde für Luft und Wasserstoff durch Einstellung verschiedener Drucke im Vorratsgefäß vorgenommen. Für das Helium wurde eine dem McLeod'schen Manometer ähnliche Anordnung getroffen, um

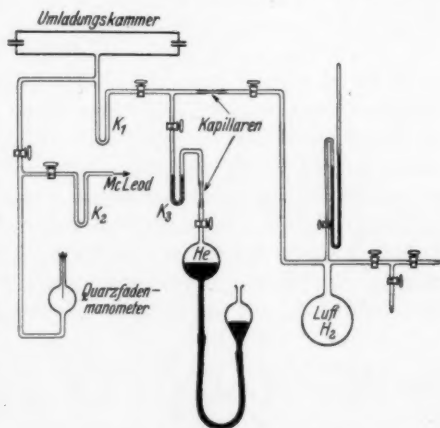


Abb. 2. Durchströmungsanordnung

den Druck im Vorratsgefäß ohne Abpumpen verändern zu können.

Zur Messung des Druckes in der Umladungskammer wurde ein Quarzfadenmanometer¹⁾ benutzt. Es hat sich außerordentlich bewährt, weil es neben der Druckmessung auch eine Kontrolle der

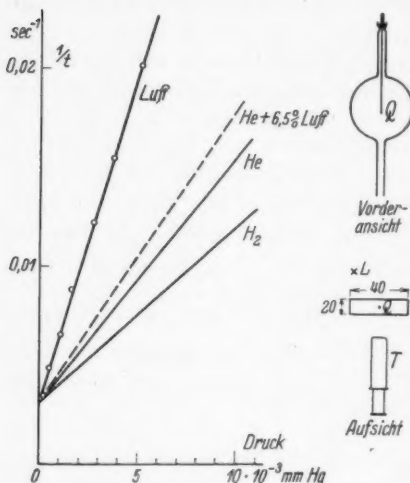


Abb. 3. Quarzfadenmanometer

hier gewünschte von 10^{-3} bis 10^{-4} mm Hg mit dem Quarzfadenmanometer umfassen.) Der Faden wurde mit der Lampe L schräg von hinten beleuchtet und gab in dem Telemikroskop T einen hellen Reflex, der sich bei der Schwingung in ein leuchtendes Band auseinanderzog, dessen Breite auf einer Okularskala abgelesen werden konnte.

Gemessen wird die Zeit, in der die Amplitude des schwingenden Fadens infolge der Reibung in dem Gase auf die Hälfte abklngt. Da diese Reibung proportional $p\sqrt{M}$ ist, wenn p den Gasdruck und M das wirksame Molekulargewicht des Gases bedeuten, gilt für die Halbwertszeit der Amplitude

$$t = \frac{b}{p\sqrt{M} + a}.$$

Hier sind a und b Konstanten, die nur von der Beschaffenheit des

1) F. Haber u. F. Kerschbaum, Ztschr. f. Elektrochem. 20. S. 296. 1914.

Quarzfadens abhängen; sie geben für $p = 0$ das t , das allein durch die Eigendämpfung des Fadens bestimmt ist.

Die Eichung des Quarzfadenmanometers ist in Abb. 3 gegeben. Es ist $1/t$ in Abhängigkeit vom Druck aufgetragen, der mit einem Mc Leodschen Manometer gemessen wurde. Die Meßgenauigkeit beträgt etwa 1 v. H., nur unterhalb 10^{-3} mm Hg wurde die Messung etwas schwieriger, da bei den langen Zeiten (über 180 sec) kleine Störungen durch Erschütterungen im Hause sich schon bemerkbar machten. Eine möglichst erschütterungsfreie Aufstellung ist von vornherein wichtig, deshalb war das Manometer an einem starken Steinträger montiert.

Bei der Eichung in Wasserstoff zeigte sich zunächst eine Abweichung von der durch Umrechnung aus der Lufteichung erhaltenen Kurve. Daraus war zu schließen, daß der Wasserstoff nicht sauber war. Er wurde deshalb auf elektrolytischem Wege gewonnen und über schwach rotglühendes Kupfer geleitet. Dann fiel auch wirklich die Eichung mit der errechneten Kurve überein, womit die Reinheit des Gases garantiert war.

Die gestrichelte Kurve in Abb. 3 gehört zu verunreinigtem Helium. Man errechnet aus der Neigung der Geraden eine Verunreinigung mit ungefähr 6,5 v. H. Luft. Über mit flüssiger Luft gekühlte aktive Kohle geleitetes Helium gibt die für das Molekulargewicht 4 erwartete Abhängigkeit der reziproken Halbwertszeit vom Druck.

III. Umladungen an Wasserstoffkanalstrahlen

1. Druckabhängigkeit der Umladungen

Abb. 4—6 zeigen die Messungen der Umladungsquotienten n_+/n_0 in Abhängigkeit vom Druck bei verschiedenen Kanalstrahlgeschwindigkeiten in Luft und Wasserstoff. Der Charakter der Kurven ist überall der gleiche: nach niedrigsten Drucken hin steigen sie außerordentlich steil an; bei Steigerung des Druckes streben sie einem Gleichgewichtswert zu, der bei kleinen Geschwindigkeiten wesentlich früher erreicht wird als bei größeren. Die gezeichneten Kurven sind nicht aus den Meßpunkten interpoliert, sondern nach dem in Abschn. III, 3 beschriebenen Verfahren aus den Meßdaten berechnet.

Der Fehler in der Bestimmung der Gleichgewichtswerte beträgt etwa 4 v. H.; bei höheren Geschwindigkeiten, wo w nicht mehr durch direkte Messung erreichbar war, wird er größer und beläuft sich auf 7—8 v. H.

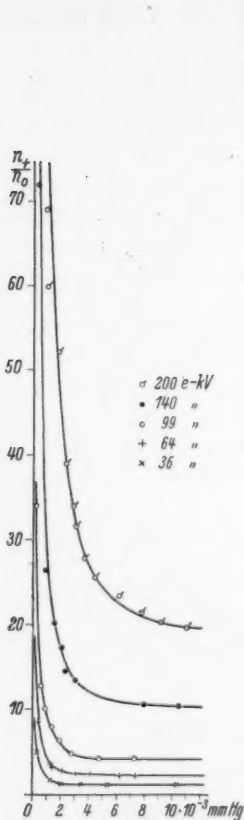


Abb. 4. Umladungen
von H-Kanalstrahlen
in Luft

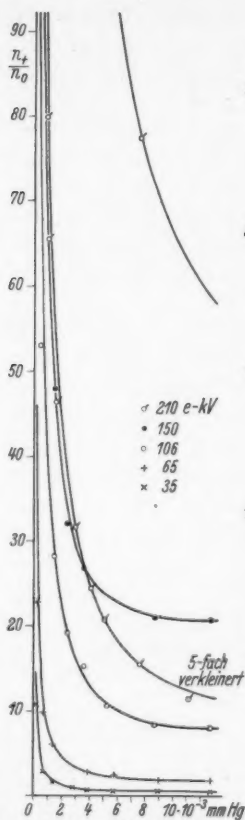


Abb. 5. Umladungen
von H-Kanalstrahlen
in Wasserstoff

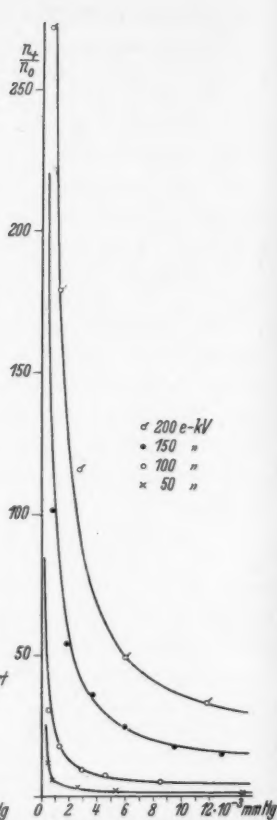


Abb. 6. Umladungen
von H-Kanalstrahlen
in Helium

2. Geschwindigkeitsabhängigkeit des Umladungsgleichgewichts

Aus den Abb. 4—6 ergibt sich ein starkes Ansteigen des Gleichgewichtswertes w mit der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen. Dies ist in Abb. 7 dargestellt. Man sieht, daß oberhalb von 200 e-kV die H-Kanalstrahlen praktisch ohne Umladungen das Gas durchqueren. Interessant ist das Überschneiden der Kurven für Luft, Helium und Wasserstoff. Der Anschluß an die Werte von Bartels¹⁾ ist gut.

1) H. Bartels, a. a. O.

3. Bestimmung der mittleren freien Weglängen

Berechnet man aus den Messungen des Umladungsquotienten nach der in der Einleitung angegebenen Wienschen Formel die mittleren freien Weglängen für das positive Kanalstrahlteilchen, so muß sich eine Proportionalität zwischen dem reziproken Wert $1/L_+$ und dem Druck ergeben, wenn L_+ wirklich die Bedeutung einer freien Weglänge hat. Wie Abb. 8 an dem Beispiel des Durchganges von H-Kanalstrahlen durch Wasserstoff zeigt, ist diese Proportionalität sehr gut erfüllt. Die Geraden münden sämtlich in den Nullpunkt ein. Dies ist ein Beweis dafür, daß keinerlei störende Fremdgase und Dämpfe vorhanden sind.

Entnimmt man aus den Geraden

$$\frac{1}{L_+} = c \cdot p$$

das Steigungsmaß c und geht damit in die Wiensche Formel ein, so kann man für ein bestimmtes w die Kurve der Druckabhängigkeit des Umladungsquotienten n_+/n_0 errechnen. (Die Länge der Gasstrecke x betrug 22 cm + 1 cm, der für die beiden Kapillaren angesetzt wird unter

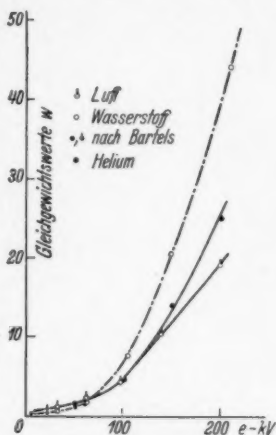


Abb. 7.
Geschwindigkeitsabhängigkeit
des Umladungsgleichgewichts
bei Wasserstoffkanalstrahlen

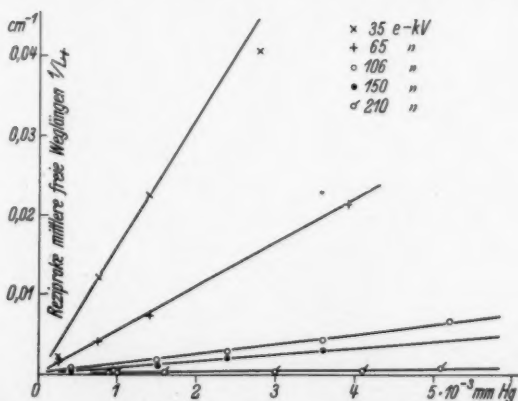


Abb. 8. Druckabhängigkeit der reziproken mittleren freien Wege
des positiven H-Kanalstrahlteilchens in Wasserstoff

der Voraussetzung linearen Druckabfalles.) Auf diese Weise wurden die Kurven der Abb. 4—6 erhalten, wie auch die entsprechenden für He-Kanalstrahlen.

Dieses Interpolationsverfahren gewinnt eine besondere Bedeutung bei den höchsten Kanalstrahlgeschwindigkeiten, bei denen experimentell das Umladungsgleichgewicht nicht erreicht wurde. Hier wurde der w -Wert so gewählt, daß sich eine möglichst gute Interpolationskurve der beobachteten Meßpunkte ergab. Die so gewonnenen w -Werte wurden den weiteren Berechnungen (vgl. Abschn. III, 4) zugrunde gelegt.

4. Die mittleren freien Weglängen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Wie aus Abb. 9 hervorgeht, steigen die mittleren freien Weglängen des positiven H -Teilchens mit zunehmender Geschwindigkeit sehr stark an, besonders in Helium und Wasserstoff. Obgleich die Kurven für kleine Geschwindigkeiten gegen Null zu konvergieren

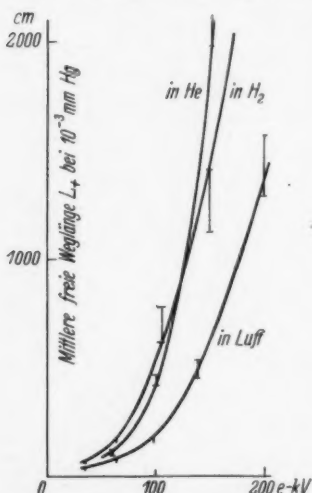


Abb. 9. Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren freien Wege des positiven H -Teilchens

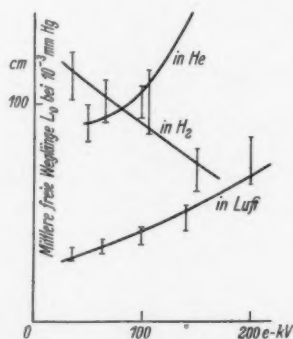


Abb. 10. Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren freien Wege des neutralen H -Teilchens

scheinen, ist diese Extrapolation nach den Ergebnissen von Bartels¹⁾ nicht erlaubt, da er bei 7 kV ein Maximum von $1/L_+$ findet; hier durchläuft also die mittlere freie Weglänge des geladenen Teilchens ein Minimum, um bei weiter abnehmender Geschwindigkeit wieder

1) H. Bartels, Ann. d. Phys. [5] 13. S. 373. 1932.

anzusteigen. Der Fehler bei der Bestimmung von L_+ bewegt sich zwischen 5 und 10 v. H., wobei sich letztere Angabe auf die höheren Geschwindigkeiten bezieht.

Ein eigenartiges Verhalten zeigen die freien Wege des neutralen Teilchen (Abb. 10), die man aus der Gleichung $\frac{L_{\pm}}{L_0} = w$ gewinnt: Während im Wasserstoff erwartungsgemäß eine Abnahme mit wachsender Geschwindigkeit zu beobachten ist, ergibt sich in Helium eine Zunahme, ebenso in Luft.

In die Bestimmung von L_0 gehen sowohl die Fehler von L_+ als auch die vor allem bei hohen Geschwindigkeiten besonders ins Gewicht fallenden Fehler von w ein. Die möglichen Fehler sind in Abb. 10 eingetragen. Man erkennt daraus, daß die Sicherheit der Zahlenangaben für L_0 nur gering ist. Trotzdem scheint der Anstieg in der Luftkurve reell zu sein. Dieselbe Beobachtung hat übrigens auch Bartels für Sauerstoff gemacht. Dieser Sachverhalt wird noch näher untersucht werden.

IV. Umladungen an Heliumkanalstrahlen

1. Druckabhängigkeit der Umladungen

Die Kurvenscharen der Abb. 11—13 haben in ihrem Gesamtverlauf denselben Charakter wie die entsprechenden (Abb. 4—6) bei den H-Kanalstrahlen. Nur liegen die Werte der Umladungsquotienten wesentlich tiefer als dort, d. h. die Zahl der positiven Teilchen, die sich durch Anlagerung eines Elektrons neutralisieren, ist relativ zu den neutralen, die sich rückwärts umladen, größer. Da die Ionisierungsspannung des Heliums sehr groß ist, ist dieses Verhalten verständlich. In dem ganzen untersuchten Bereich bleiben die Zahlen der geladenen Teilchen n_+ und der ungeladenen n_0 von derselben Größenordnung. Die Gleichgewichtswerte w zeigen nur einen langsamen Anstieg mit der Geschwindigkeit (Abb. 14). In Wasserstoff bleiben sie zwischen 30 und 100 ekV sogar annähernd konstant. — Für die Meßfehler gilt das unter III, 1 Gesagte.

2. Die mittleren freien Weglängen

Die Geradenscharen, die sich durch die Umrechnung von n_+/n_0 auf $1/L_+$ nach der Wienschen Formel ergeben, unterscheiden sich von denen, die sich bei den H-Kanalstrahlen errechneten, nur dadurch, daß sich ihre Neigung bei den verschiedenen Geschwindigkeiten weniger stark ändert. Als Beispiel sind in Abb. 15 die reziproken mittleren freien Weglängen $1/L_+$ für den Durchgang durch Helium angegeben.

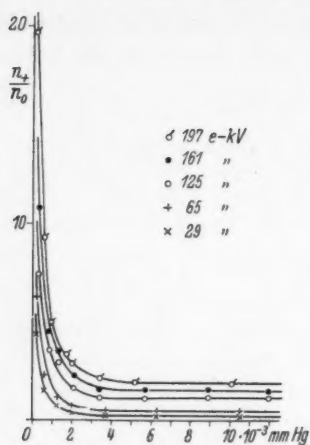


Abb. 11

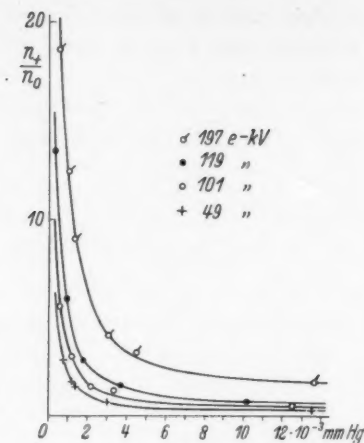


Abb. 13

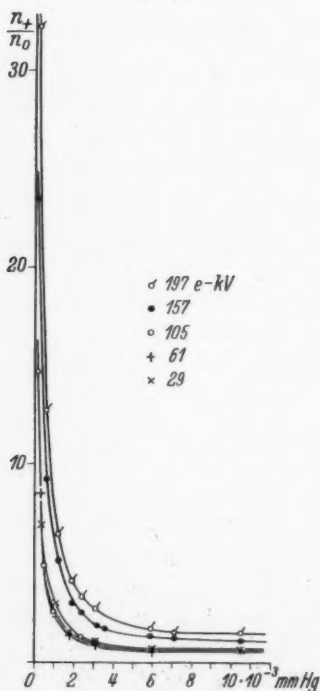


Abb. 12

Unterschriften zu:

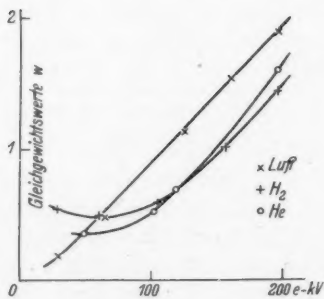
Abb. 11. Umladungen
von He-Kanalstrahlen in LuftAbb. 12. Umladungen
von He-Kanalstrahlen in WasserstoffAbb. 13. Umladungen
von He-Kanalstrahlen in HeliumAbb. 14. Geschwindigkeitsabhängigkeit
des Umladungsgleichgewichts
bei He-Kanalstrahlen

Abb. 14

Dementsprechend ändern sich auch die freien Wege in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit nicht so stark (Abb. 16). In Luft ist ein schwacher Anstieg zu bemerken, in Helium ein stärkerer.

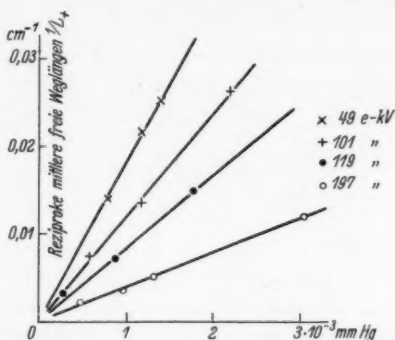


Abb. 15. Druckabhängigkeit der reziproken mittleren freien Wege des positiven He-Kanalstrahlteilchens in Helium

Bei Wasserstoff wird bei etwa 80 ekV ein Minimum durchlaufen. Alle drei Kurven zeigen deutlich, daß von einer Konvergenz nach Null nicht die Rede sein kann. Die mittlere freie Weglänge L_0 des neutralen Teilchens (Abb. 17) nimmt in Luft mit wachsender

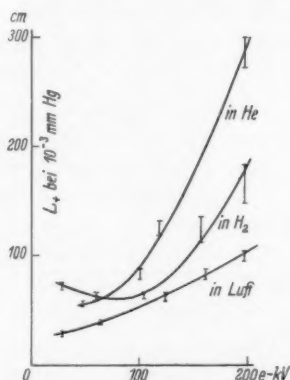


Abb. 16. Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren freien Wege des positiven He-Teilchens

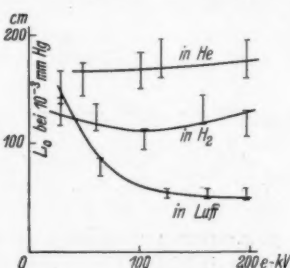


Abb. 17. Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren freien Wege des neutralen He-Teilchens

Geschwindigkeit ab, in Wasserstoff steigt sie nach einer anfänglichen Abnahme wieder etwas an, und in Helium ergibt sich nahezu Konstanz.

Aus dem in bezug auf die Anwendbarkeit der Wienschen Formel den H-Kanalstrahlen ähnlichen Verhalten der He-Kanal-

strahlen ist zu schließen, daß eine größere Zahl von doppelt positiv geladenen Teilchen in dem untersuchten Geschwindigkeitsbereich nicht vorhanden ist. Eine weitere Analyse des He-Kanalstrahls in dieser Richtung ist in Vorbereitung.

3. Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

Statt des Gleichgewichtswertes w kann man auch die mittlere Ladung eines Kanalstrahl- bzw. α -Teilchens in ihrer Abhängigkeit von seiner Geschwindigkeit und von der umladenden Materie betrachten. Der Zusammenhang der mittleren Ladung \bar{e} mit den mittleren freien Wegen bzw. mit dem Gleichgewichtswert der Umladung ist der folgende:

$$\bar{e} = \frac{L_+}{L_0 + L_+} e = \frac{w}{1 + w} e.$$

Die maximale Gesamtladung e ist für den He-Kanalstrahl 1, solange zweifach positive Teilchen nur selten auftreten. In Abb. 18 sind

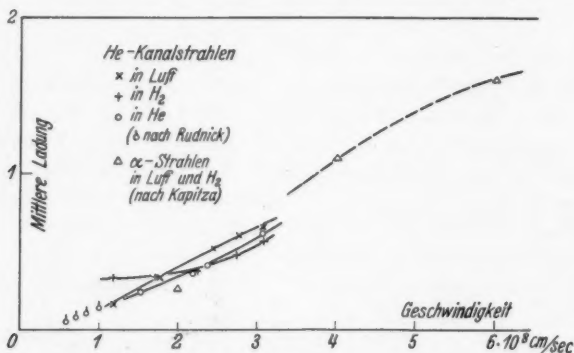


Abb. 18. Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren Ladung von He-Kanalstrahlen. Vergleich mit Messungen anderer Autoren

die gewonnenen Resultate in dieser Weise umgerechnet und zusammen mit Meßpunkten von Rudnick¹⁾ und Kapitza²⁾ eingetragen. Rudnick hat langsame He-Kanalstrahlen untersucht, die Kapitza'schen Messungen betreffen α -Strahlen. Hier wurden die von Blackett³⁾ angegebenen umgerechneten Zahlen benutzt. Die Tatsache, daß diese Zahlen für Luft und Wasserstoff übereinstimmen,

1) P. Rudnick, a. a. O.

2) P. L. Kapitza, a. a. O.

3) P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. A. 135. S. 132. 1932.

erklärt Blackett damit, daß Kapitza in der Wilsonkammer gemessen hat, wo der Wasserstoff nicht frei von Verunreinigungen zu halten war.

Zusammenfassung

Mit dem Prinzip der Bartelsschen Anordnung wurden Wasserstoff- und Heliumkanalstrahlen in dem Geschwindigkeitsbereich von 30—200 e-kV untersucht. Die höheren Geschwindigkeiten wurden mit der Multiplikationsanordnung durch Umladung erreicht. Die Druckmessung wurde mit einem Quarzfadenmanometer vorgenommen, das gleichzeitig eine Kontrolle über die Reinheit der verwendeten Gase zuließ.

Die Umladungsmessungen ergeben bei H-Kanalstrahlen eine starke Zunahme des Gleichgewichtswertes mit der Geschwindigkeit. Ebenso steigen die mittleren freien Weglängen der positiven Teilchen stark an, besonders in Helium und Wasserstoff. Die freien Wege der neutralen Teilchen nehmen in Wasserstoff ab, in Helium und Luft dagegen zu.

He-Kanalstrahlen zeigen eine wesentlich größere Neigung zur Neutralisation. Die freien Wege des neutralen und des geladenen Zustandes sind von gleicher Größenordnung. In Wasserstoff deutet sich bei etwa 80 kV ein Minimum der freien Weglängen an. In Helium bleibt die freie Weglänge des neutralen Teilchens nahezu konstant.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Gießen durchgeführt, auf Anregung und unter steter freundlicher Förderung von Herrn Prof. Dr. Gerthsen, dem ich dafür herzlich danke.

Ein Teil der verwendeten Apparate war Eigentum der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Helmholtzgesellschaft. Zu Dank verpflichtet bin ich auch Herrn Dr. Siedler, Frankfurt-Griesheim, I.G.-Werk, für die kostenlose Überlassung von spektralreinem Helium.

Gießen, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 20. August 1937)

Entwicklung eines objektiven Kolorimeters zur Messung geringer Anfärbungen und Trübungen

Von **H. Dreyer**¹⁾

(Mit 10 Abbildungen)

Einleitung

In seiner unveröffentlichten Diplomarbeit²⁾ hat der Verf. verschiedene Methoden der objektiven Kolorimetrie untersucht, die zur Messung geringer Anfärbungen wäßriger Lösungen geeignet erschienen. Als die brauchbarste erwies sich eine lichtelektrische Differentialmethode. In der vorliegenden Arbeit wird über den weiteren Ausbau dieser Methode, insbesondere über die Entwicklung einer leicht tragbaren Apparatur von geringem Raumbedarf berichtet, die zur Messung von Wasserdurchflußmengen dienen soll.

Bekanntlich ist die Messung der Durchflußmenge an Flüssen und Gerinnen mit starkem Gefälle und unregelmäßig geformtem Bett mit Schwierigkeiten verbunden, da die Methoden versagen, die auf der Messung der Geschwindigkeitsverteilung über den Strömungsquerschnitt beruhen. Man hilft sich in diesem Falle durch das sogenannte *Misch- oder Impfvverfahren*. Das Wasser wird eine gewisse Zeit lang mit einer wasserlöslichen Substanz versetzt und weiter flußabwärts wird die Konzentration gemessen. Bezeichnet man die Menge der Impfsubstanz mit m (in g/sec) und die Konzentration mit c (in g/m³), so ergibt sich die Durchflußmenge Q zu

$$Q = \frac{m}{c} \text{ m}^3/\text{sec}.$$

Wichtig ist hierbei, Zugabe- und Entnahmestelle so zu wählen, daß völlige Durchmischung eintreten kann, und die Impfsubstanz über einen derartigen Zeitraum konstant zuzusetzen, daß die weiter flußabwärts anlangende Impfstoffwolke in ihrem mittleren Teil konstante Konzentration aufweist³⁾.

1) Gekürzte Doktordissertation, eingereicht am 15. Mai 1936 bei der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München.

2) Zur Messung der Wasserdurchflußmengen geeignete Methoden der objektiven Kolorimetrie. Diplomarbeit an der Technischen Hochschule zu München, Sommer 1933.

3) H. Neuzil, Wasserwirtschaft Wien 9, 1929.

Als Impfsubstanz wird mit Vorliebe Kochsalz verwandt; dieses sogenannte *Salzverdünnungsverfahren* zeichnet sich durch große Genauigkeit aus¹⁾, hat aber den Nachteil, daß große Impfstoffmengen benötigt werden, da zum quantitativen Nachweis des Salzes auf chemischen Wege relativ große Konzentrationen erforderlich sind; die Bestimmung des Salzgehaltes aus dem elektrischen Leitvermögen der Lösung scheitert bei zu geringen Konzentrationen an der durch Verunreinigungen hervorgerufenen hohen Eigenleitfähigkeit des Wassers²⁾.

Nun läßt sich aber ein *Farbstoff* schon bei wesentlich geringeren Konzentrationen quantitativ nachweisen, und zwar kolorimetrisch. Auch derartige Messungen sind bereits gemacht worden, allerdings wurde der Farbstoffgehalt mit einem subjektivem Kolorimeter bestimmt, was wieder große Impfstoffmengen voraussetzte (etwa 1 g Farbstoff auf 1 m³ Wasser³⁾). Das vom Verf. entwickelte objektive Kolorimeter gestattete weniger Farbstoff zuzusetzen bzw. größere Genauigkeit zu erreichen.

I. Entwicklung der Apparatur

1. Jede Konzentrationsbestimmung auf optischem Wege besteht im Vergleich der Lichtabsorption von Lösungsmittel und Lösung. Die grundlegende Meßanordnung ist dadurch gegeben. Sie besteht aus einer Lichtquelle, zwei möglichst gleichen Trögen für Lösung und Lösungsmittel und einer Anordnung, welche die Lichtströme meßbar zu vergleichen gestattet, die aus beiden Trögen austreten.

Die Abhängigkeit zwischen Lichtabsorption und Konzentration ergibt sich aus dem Lambert-Beerschen Gesetz

$$J = J_0 e^{-\epsilon' c d}.$$

Sie läßt sich nach Bunsen schreiben

$$J = J_0 10^{-\epsilon c d}$$

(J , J_0 Intensität des aus- und eintretenden Lichtes; ϵ molekularer Extinktionskoeffizient; c Konzentration in Mol/Liter; d Schichtdicke in cm).

Löst man die obige Gleichung nach J_0/J auf und logarithmiert, so erhält man die Extinktion E

$$E = \log_{10} \frac{J_0}{J} = \epsilon c d.$$

1) O. Lütseh, Ztschr. Wasserkraft u. Wasserwirtschaft 23. S. 97. 1928; O. Kirschmer u. B. Esterer, Ztschr. VDI. 74. S. 1499. 1930; O. Kirschmer, Ztschr. Wasserkraft u. Wasserwirtschaft 26. H. 18. 1931.

2) Handb. d. Phys. XVI, S. 608. Berlin 1927.

3) H. Neuzil, Wasserwirtschaft Wien 9, 1929.

Trägt man also in einer graphischen Darstellung J_0/J in logarithmischem, c in linearem Maßstab auf, so müssen sich Gerade ergeben, wenn ϵ konstant ist. Das war in vorliegender Arbeit nicht der Fall, da das verwendete Licht ein so breites Spektralgebiet umfaßte daß innerhalb desselben der Extinktionskoeffizient nicht mehr konstant war.

2. Die Anforderungen an die *Lichtquelle* sind kurz folgende: Sie muß eine hohe Leuchtdichte besitzen, muß möglichst punktförmig sein, um die Herstellung paralleler Lichtbündel möglich zu machen, und muß schließlich die Auswahl verschiedener, den verwendeten Farbstoffen angepaßter Spektralbereiche zulassen. Im vorliegenden Falle genügte eine Autoscheinwerferlampe von 35 Watt.

3. Da sich die aus den beiden Trögen austretenden Lichtströme im allgemeinen nur um wenige Prozente unterschieden, weil ja die zu untersuchenden Lösungen nur einen sehr geringen Farbstoffgehalt aufwiesen, kam als Anordnung zum meßbaren Vergleich der beiden Lichtströme nur ein lichtelektrischer Umformer in Frage.

Nach mehrfachen Vorversuchen wurde als Meßmethode die Flimmer- oder Differentialmethode (erstmalig von G. M. B. Dobson¹⁾ angegeben) verwendet. Der Lichtstrahl durchsetzte in schnellem Wechsel die beiden Flüssigkeitströge, um dann in beiden Fällen zu einer Photozelle zu gelangen. In den Lichtweg, der das Lösungsmittel enthielt, wurde eine Anordnung zur meßbaren Lichtschwächung gebracht, die bei Einstellung auf Gleichheit der aus den beiden Trögen austretenden Lichtbündel ebensoviel absorbierte, wie der in der Lösung enthaltene Farbstoff. Der Photostrom wurde über einen Wechselstromverstärker einem Telephon zugeführt, das im allgemeinen einen Ton von der Frequenz des Lichtwechsels erzeugte und nur verstummte, wenn die Absorption in den beiden Lichtwegen die gleiche war. Es handelt sich hier also um eine reine Nullmethode; man ist unabhängig von allen Schwankungen in Lampe, Zelle und Verstärker.

II. Aufbau der Apparatur

An Hand der schematischen Abb. 1 sei zunächst das Meßprinzip erläutert. Die Lichtquelle L liefert ein paralleles Lichtbündel, welches nach Durchtritt durch das Lichtfilter F auf das rotierende Spiegelrad S fällt und zwar unter einem Winkel von 45° . Das Spiegelrad läßt, das Lichtbündel abwechselnd durch die Absorptionsströge T_1 und T_2 treten, wobei der Strahl, welcher den Trog T_1 durchsetzt, durch den meßbar verschiebbaren Graukeil K geschwächt

1) G. M. B. Dobson, Proc. Roy. Soc. (A) 104. S. 248. 1923.

werden kann. Im anderen Lichtweg befindet sich ein fester Graukeil K_1 , über dessen Aufgabe weiter unten berichtet werden soll. Beide Lichtbündel werden durch die Prismen- und Linsenkombination G wieder vereinigt und fallen auf die Photozelle Z .

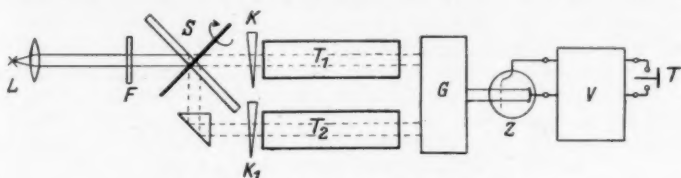


Abb. 1. Strahlengang im Kolorimeter

Die Wechselstromkomponente des Photostromes wird im Verstärker V verstärkt und kann im Kopfhörer T abgehört werden.

Der Graukeil K kann mit Lösungen bekannter Absorption geeicht werden.

Den tatsächlichen Aufbau der Apparatur zeigt Abb. 2, und zwar in der Aufsicht. Eine 7 mm starke eiserne Grundplatte trägt die Lichtquelle L , die

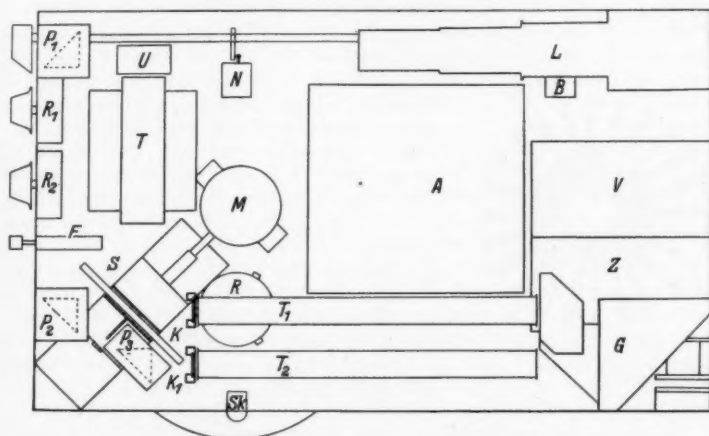


Abb. 2. Kolorimeter in der Aufsicht, Maßstab 1:5

Prismen P_1 und P_2 , das Rähmchen F für die Lichtfilter, das rotierende Spiegelrad S mit seinem Antriebsmotor M , die beiden Graukeile K und K_1 , die Absorptionströge T_1 und T_2 , ein mehrere Prismen und Linsen tragendes Gestell G sowie die Photozelle Z , die mit dem Verstärker V in einem Gehäuse vereinigt ist. Außerdem sind noch der Transformator T , die Anodenbatterien A und mehrere Schalter und Widerstände auf der Grundplatte montiert. Der genaue Aufbau der Lichtquelle ist aus Abb. 3 zu ersehen. In einem gut durchlüfteten

Messinggehäuse auf justierbarem Sockel ist eine 35 Watt Autoscheinwerferlampe L derart montiert, daß ihr Leuchtdraht senkrecht steht. Dieser wird auf die spaltförmige Blende B verkleinert abgebildet; dieser ebenfalls senkrecht stehende 3 mm lange Spalt ermöglicht es, vermittels der Linsenkombination L_2 und L_3 ein ganz schwach konvergentes Lichtbündel herzustellen,

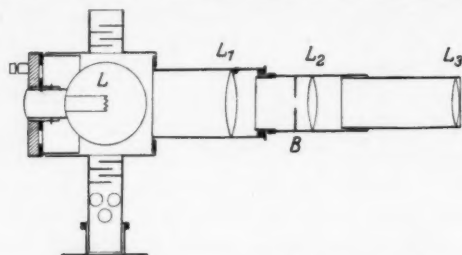


Abb. 3. Lichtquelle, Maßstab 1 : 4

das noch in den Flüssigkeitströgen T_1 und T_2 eine so eng begrenzte Streuung gegen seine optische Achse besitzt, das keine störenden Reflexionen an den Innenwandungen der Tröge auftreten können.

Die Prismen P_1 und P_2 , ebenso die übrigen Prismen ruhen auf justierbaren Sockeln.

Das rotierende Spiegelrad dient dazu, den Lichtstrahl abwechselnd durch Lösungsmittel und Lösung treten zu lassen. Es hat zu diesem Zweck nach Abb. 4 24 verspiegelte (schwarz gezeichnete) und ebensovielen glasklare Sektoren. Dadurch wird erreicht, das unter Voraussetzung gleicher Absorption auf beiden Lichtwegen die Intensität des auf die Photozelle fallenden Lichtes bei jeder Stellung des rotierenden Spiegelrades automatisch konstant bleibt, da ja stets genau die Lichtmenge, welche dem einen Lichtweg entzogen wird, in den anderen fällt. Zur Herstellung des Spiegelrades wurde aus einem größeren Posten Kristallglas mit Hilfe eines langbrennweitigen Fernrohres eine hinreichend planparallele Platte ausgewählt, zugeschnitten, gebohrt, rund geschliffen und einseitig nicht zu

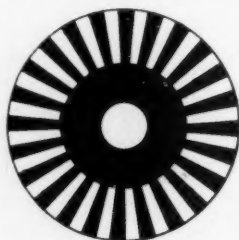


Abb. 4. Spiegelrad,
Maßstab 1 : 3

dick versilbert. Die 24 glasklaren Sektoren wurden durch vorsichtiges Wegkratzen der Silberschicht hergestellt.

Das Spiegelrad ist auf zwei Kugellagern solide gelagert. Seine Achse ist durch eine elastische Muffe aus Gummi mit der Achse des Motors gekuppelt. Die beiden Lagerböcke tragen außerdem noch die Blenden, die zur endgültigen Begrenzung des Lichtstrahles dienen. Auf der Seite des Spiegelrades, welche der Lichtquelle zugekehrt ist, befindet sich die eigentliche Blende, die auf die lichtempfindliche Schicht der Photozelle abgebildet wird. Neben ihr ist eine weitere gleich geformte doch etwas größere Blende angebracht, die den Lichtstrahl, welcher an der verspiegelten Rückseite des Spiegelrades reflektiert wird, ungehindert passieren läßt, dagegen aber das durch Reflexion

an der Vorderseite des Spiegelrades und durch Mehrfachreflexionen entstehende Nebenlicht abblendet. Auf der der Lichtquelle abgekehrten Seite des Spiegelrades ist ebenfalls eine Blende montiert, die den Lichtstrahl, der durch das Spiegelrad tritt, in gleicher Weise von störendem Nebenlicht befreit. Die Blenden sind alle justierbar ausgeführt. Über die Form der Blenden soll in anderem Zusammenhang berichtet werden.

Der vom Spiegelrad zurückgeworfene Lichtstrahl wird vom Prisma P , (vgl. Abb. 2), das justierbar auf dem Lagerbock angebracht ist, wieder in seine alte Richtung reflektiert, durchsetzt den festen Graukeil K_1 und den Trog für die Lösung, während der Strahl, welcher durch das Spiegelrad tritt, auf den verschiebbaren Keil K fällt. Der Mechanismus zur meßbaren Keilverschiebung war besonders sorgfältig gebaut. Er gestattete eine bis auf 0,01 mm genau meßbare Verschiebung bei einer Gesamtverschiebung von 20 mm.

Daß in beide Lichtwege ein Graukeil gesetzt werden muß, hat seinen Grund darin, daß im allgemeinen ein auf größerer Fläche ausgeleuchteter Graukeil eine andere Absorption besitzt als eine gleichmäßig graue Schicht von der Dichte, wie sie die Zone des Graukeiles hat, auf welche die Mittellinie des Lichtfleckes fällt. Wird also die Größe der ausgeleuchteten Fläche auf den Keil kontinuierlich geändert, so hat das dieselbe Wirkung wie eine Verschiebung des Keiles. Wird nun in jeden Lichtweg ein Keil gesetzt, wobei beide Keile dieselbe Keilkonstante haben müssen, so werden durch diesen Effekt beide Keile stets diese Scheinbewegung derart gegeneinander ausführen, daß die Wirkung gerade kompensiert wird: denn dank der Wirkungsweise des rotierenden Spiegelrades wird sich die ausgeleuchtete Fläche des einen Keiles im selben Maße vergrößern, in dem sich die andere verkleinert. Die Graukeile wurden auf photographischem Wege nach der Methode von R. v. Hirsch und Schön¹⁾ hergestellt und erwiesen sich als brauchbar, sofern man sich auf den geradlinigen Teil der Schwärzungskurve beschränkte.

Die Flüssigkeitströge haben kreisförmigen Querschnitt von 2 cm Durchmesser, sind an ihren Enden durch plane Glasplatten abgeschlossen und besitzen zwei angeblasene Röhrchen zum Einfüllen der Flüssigkeiten. Da stets nur Lösungen geringer Konzentration untersucht werden sollten, mußte mit großen Schichtdecken gearbeitet werden; die Tröge wurden daher in der beträchtlichen Länge von 22 cm hergestellt. Für die Formgebung der Blenden waren die beiden folgenden Gesichtspunkte maßgebend. Erstens mußte bei nicht völliger Lichtgleichheit die in der Photozelle auftretende Wechselstromkomponente sinusförmig sein. Zweitens war erforderlich, daß bei dem auf die Photozelle entworfenen Blendenbild die Summe der Längen der Trennungsstriche zwischen den auf beiden Lichtwegen anlangenden Bildern bei jeder Stellung des Spiegelrades konstant blieb. Die Grenzlinien zwischen den verspiegelten und glasklaren Sektoren des Spiegelrades wiesen nämlich eine gewisse Absorption auf, die nur dann keinen Störton verursachte, wenn sie sich durch die obige Maßnahme auf der Photozelle stets in konstantem Maße auswirkte. Den gestellten Anforderungen genügt, wie eine einfache Rechnung ergibt²⁾, eine von zwei spiegelbildlich angeordneten Sinuslinien begrenzte Blende (Abb. 5).

Als Photozelle wurde eine „Cäsopreß-Spezial-Vakuumpzelle“ der Firma Preßler gewählt. Zelle und Verstärker wurden zusammen in einem Aluminiumgehäuse untergebracht und gegeneinander abgeschirmt. Das Schaltschema ist

1) R. v. Hirsch u. M. Schön, Ztschr. Astrophysik 1. S. 164. 1930.

2) Vgl. die Doktor-Dissertation der Technischen Hochschule München.

aus Abb. 6 ersichtlich. Die Zelle erhält ihre Vorspannung von der gemeinsamen Anodenbatterie. Um Rückkopplungen über die Batterie zu vermeiden, liegt im Zellenkreis der Widerstand R_2 von $0,3 \text{ M}\Omega$, hinter welchem die Spannungsschwankungen über den Kondensator C_1 von $2 \mu\text{F}$ zur Erde abgeleitet werden.

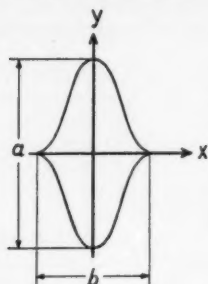


Abb. 5. Blende

Die durch Spannungsabfall am Widerstand R_1 ($10 \text{ M}\Omega$) entstehenden Spannungsschwankungen werden über den Glimmerblock C_1 (5000 cm) dem Gitter der ersten Röhre zugeführt, deren Gitterableitwiderstand R_3 mit Rücksicht auf die Größe von R_1 $20 \text{ M}\Omega$ beträgt. Die beiden weiteren Verstärkerstufen sind über Resonanztransformatoren Tr_1 und Tr_2 , die primärseitig durch die Kondensatoren C_3 und C_5 abgestimmt sind, angeschlossen. Der Anodenstrom der ersten Röhre wird in gleicher Weise wie der Photozellenstrom durch den Widerstand R_4 (5000Ω) und den Kondensator C_4 ($1 \mu\text{F}$) gesiebt.

Die Resonanztransformatoren besitzen einen lamellierten Eisenkern aus der hochpermeablen Eisen-Nickel-Legierung M 89 mit der Anfangspermeabilität $\mu_0 = 2000$; diese Legierung zeichnet sich für die in Frage kommende Frequenz

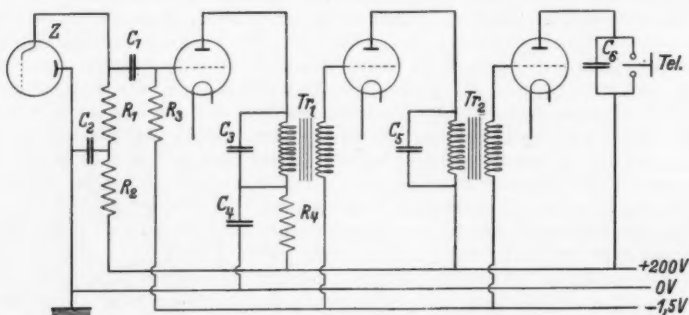


Abb. 6. Verstärker

von 400 Hz durch besondere Verlustarmut aus¹⁾. Leider hatten die erhältlichen Bleche eine so große Stärke ($0,35 \text{ mm}$), daß die Eisenverluste sich doch nicht so weit herabdrücken ließen, als es wünschenswert gewesen wäre, und am fertigen Transformator wurde eine nur 8fache Resonanzüberhöhung gemessen. Diesem Mangel wurde dadurch abgeholfen, daß der Verstärker nicht nur eine Resonanzstufe erhielt, wie anfangs geplant war, sondern deren zwei. Die Transformatoren hatten ein Übersetzungsverhältnis $1:12$ und eine Primärinduktivität von etwa $0,5 \text{ Henry}$, so daß zu ihrer Abstimmung auf 400 Hz C_3 und C_5 $0,3 \mu\text{F}$ betragen mußten. Im Anodenkreis der letzten Röhre befindet sich ein Kopfhörer, der durch den Kondensator C_6 überbrückt ist, um durch kleine

1) K. Dannehl u. P. Kotowski, Elektrische Nachrichtentechnik 12. S. 271. 1935.

Kratzer auf dem Spiegelrad erzeugte Störgeräusche vom Telefon fernzuhalten. Da der Verstärker nur als Nullinstrument dient, brauchte die Verstärkung nicht linear zu sein; es war im Gegenteil wünschenswert, daß nur die ganz schwachen Eingangsintensitäten maximal verstärkt werden, damit die Einstellung auf Gleichheit der beiden Lichtstrahlen zwar möglichst genau erfolgen kann, das Ohr des Beobachters aber nicht durch allzu große Lautstärken belästigt wird, so lange noch ein großer Intensitätsunterschied zwischen beiden Lichtstrahlen besteht. Alle drei Stufen wurden daher mit Röhren großer Steilheit aber kleiner Leistung bestückt, und zwar wurde wegen ihres geringen Heizstromes die RE 034 gewählt. Dadurch wurde erreicht, daß schon bei einer Keilverschiebung von 2 mm beiderseits der Nullstellung eine Lautstärke erzielt wurde, die bei weiterer Keilverschiebung kaum mehr zunahm.

Abb. 7 zeigt schematisch den Netzteil der Apparatur. Sein tatsächlicher Aufbau ist aus Abb. 2 ersichtlich; die einzelnen Teile sind dort mit den gleichen

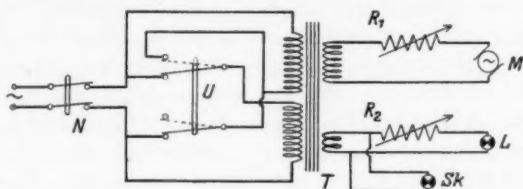


Abb. 7. Netzteil

Buchstaben bezeichnet wie hier. N ist ein 2poliger Netzschalter, der mit dem Schalter B , welcher Heiz- und Anodenstrom des Verstärkers schaltet, durch eine gemeinsame Nockenwelle betätigt wird. Der Umschalter U gestattet es, die beiden Hälften der Primärwicklung des Transformators T parallel oder in Serie zu schalten, je nachdem die Netzspannung 110 oder 220 Volt beträgt. Die beiden Sekundärwicklungen liefern die Spannungen 50 bzw. 7 Volt. Die erstere speist den Antriebsmotor des Spiegelrades; der Strom wird durch den Drehwiderstand R_1 von 100 Ω geregelt. Der Motor ist ein als Kommutatormotor laufender Hauptschlußmotor mit lamelliertem Ständer und Anker. Die zweite Sekundärwicklung versorgt über den hochamperigen Drehwiderstand R_2 (0,5 Ω , 7 Amp.) die Lichtquelle L mit Strom; außerdem speist sie noch die Skalenbeleuchtung Sk . Die ganze Apparatur ist in einer mit zwei Traggriffen versehenen Holzkiste eingebaut, aus welcher nur die Schalt- und Drehknöpfe, der Hebel zum Auswechseln der Lichtfilter sowie die Skala mit ihrer Beleuchtung hervorragen. Der vordere Teil der Kiste läßt sich hochklappen, um ein leichtes Auswechseln der Absorptionströge zu ermöglichen.

III. Messungen

1. Im Hinblick auf den praktischen Anwendungszweck der Apparatur, nämlich die Messung von Wasserdurchflußmengen, wurde die Absorption verschiedener Farbstoffe in stark verdünnter wäßriger Lösung untersucht.

Mit Rücksicht auf das im Roten liegende Empfindlichkeitsmaximum der verwendeten Cäsopreßphotozelle kamen nur grüne

und blaue Farbstoffe in Betracht. Unter diesen waren diejenigen zu bevorzugen, deren Absorption sich möglichst weit in den langwelligen Teil des sichtbaren Spektrums erstreckte. Unter diesem Gesichtspunkt erwiesen sich von den zahlreichen untersuchten Farbstoffen Naphtholgrün und Methylenblau als besonders geeignet, wobei sich das Methylenblau, wie ja schon lange bekannt, durch eine ganz außerordentliche Ergiebigkeit auszeichnete.

An einer mit Methylenblau ausgeführten Meßreihe als Beispiel soll nun die Handhabung der Apparatur beschrieben werden. Zunächst werden beide Flüssigkeitströge mit dem Lösungsmittel, in diesem Falle Wasser, gefüllt, wobei darauf zu achten ist, daß keine Luftbläschen an den Innenwandungen der Tröge haften. Darauf wird eingeschaltet und der Antriebsmotor auf die richtige Umdrehungszahl geregelt, die dann erreicht ist, wenn die Einstellung auf das Verschwinden des Tones im Telephon am schärfsten ist.

Die gemessenen Absorptionen sind zwar in erster Näherung unabhängig von der Helligkeit der Lichtquelle, da ja die beiden zu vergleichenden Lösungen in schnellem Wechsel von ein und derselben Lampe durchleuchtet werden. Nun ändert sich aber mit der Lampenspannung nicht nur die Helligkeit der Lampe, sondern auch die spektrale Zusammensetzung ihres Lichtes, so daß es beim Vergleich verschieden gefärbter Substanzen, z. B. Wasser und Farblösung, doch darauf ankommt, daß das verwendete Licht stets dieselbe spektrale Zusammensetzung hat.

Die Einstellung der Lampenspannung erfolgt derart, daß vor den für die Lösung bestimmten Trog ein Farbglas als Absorptionsnormale geschaltet wird; die Keilverschiebung, die notwendig ist, um auf dem anderen Lichtwege dieselbe Absorption herzustellen, sollte stets die gleiche sein. Die folgende Tabelle zeigt die Abhängigkeit der Keilverschiebung und damit der gemessenen Absorption bzw. Konzentration von der Lampenspannung, und zwar für eine Methylenblaulösung von der Konzentration $61,5 \cdot 10^{-8} \text{ g/cm}^3$.

Lampenspannung (Volt)	Keilverschiebung (Skt.)	Konzentration ($\text{g/cm}^3 \cdot 10^8$)
4,0	71,5	46
5,0	75,0	54
5,5	76,3	57,5
6,0	77,6	61,5

Liegt also z. B. an der Lampe eine Spannung, die um 10% niedriger ist als die Spannung von 6 Volt, bei welcher die Eichung

vorgenommen wurde, so werden die Konzentrationen um etwa 7,5% zu klein gemessen. Innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit ist der Einfluß einer abweichenden Lampenspannung der Konzentration der untersuchten Lösung proportional; für die Konzentration Null ist die Keilverschiebung naturgemäß unabhängig von der Farbe des verwendeten Lichtes.

Damit die natürliche Trübung des Lösungsmittels und der Lösung die Meßergebnisse nicht fälscht, ist es notwendig, die Keilstellung für zwei Spektralbereiche zu bestimmen, in welchen der Farbstoff maximal bzw. minimal absorbiert; die von der natürlichen Trübung herrührende Absorption bleibt für die beiden Bereiche annähernd gleich. Die Differenz zwischen den gemessenen Absorptionen in den beiden Spektralbezirken gibt also ein Maß für die Absorption durch den Farbstoff. Als Lichtfilter wurden zwei mit einer Gelatine-schicht überzogene Glasplatten verwendet, die mit Methylenblau bzw. Methylorange angefärbt waren.

Vom Methylenblau wurde durch Auflösen von 0,2093 g Farbstoff in 2000 cm³ destilliertem Wasser eine Vorratlösung von der Konzentration $1,048 \cdot 10^{-4}$ g/cm³ hergestellt. Von dieser ausgehend wurden die Keilverschiebungen für zwei Verdünnungsreihen gemessen. Die Meßergebnisse sind in den beiden folgenden Tabellen zusammengefaßt.

Verdünnungsreihe I					
Konzentration in g/cm ³ · 10 ⁸	128,0	64,0	32,0	16,0	8,0
Keilstellung in mm · 10					
für Gelbfilter	171,0	149,8	124,2	100,4	80,7
für Blaufilter	83,5	71,7	61,5	55,3	50,1
Keilverschiebung in mm · 10	87,5	78,1	62,7	45,1	30,6
Verdünnungsreihe II					
Konzentration in g/cm ³ · 10 ⁸	96,0	48,0	24,0	12,0	6,0
Keilstellung in mm · 10					
für Gelbfilter	167,5	140,9	115,1	91,9	74,7
für Blaufilter	82,5	68,4	59,5	53,2	48,7
Keilverschiebung in mm · 10	85,0	72,5	55,6	38,7	26,0

2. Um einen Überblick über die Haltbarkeit der verdünnten Lösungen zu gewinnen, wurde eine Lösung von der Konzentration $115,3 \cdot 10^{-8}$ g/cm³ hergestellt und 3 Tage in einer halbgefüllten verkorkten Flasche aufbewahrt. Auch von dieser Lösung wurde darauf eine Verdünnungsreihe durchgemessen; die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse.

Verdünnungsreihe III							
Konzentration in $\text{g/cm}^3 \cdot 10^8$	115,3	86,5	57,6	34,9	26,9	19,2	11,1
Keilverschiebung in $\text{mm} \cdot 10$	79,5	74,3	64,8	52,0	45,3	37,2	28,5

In Abb. 8 sind die obigen Ergebnisse graphisch dargestellt, wobei die Meßpunkte der Verdünnungsreihe I durch schwarze Kreis-

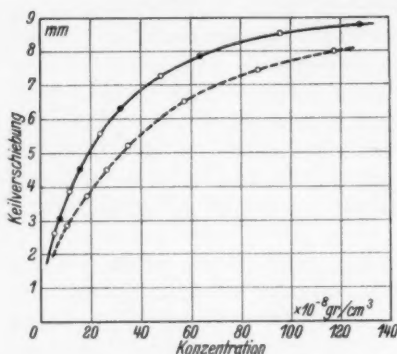


Abb. 8

flächen, die der Verdünnungsreihen II und III durch Ringe angegeben sind. Wie zu erwarten, fallen die Meßpunkte der beiden ersten Verdünnungsreihen in eine und dieselbe Kurve, die voll ausgezogen ist, während die dritte Verdünnungsreihe eine zweite, gestrichelt gezeichnete Kurve ergibt. Die Absorption hat sich also durch das dreitägige Stehen der Lösung verringert.

Um festzustellen, ob die Absorptionsverminderung auf einer teilweisen Adsorption des Farbstoffes an den Wandungen der Vorratsflasche und an den im

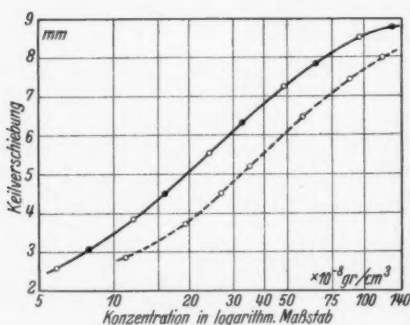


Abb. 9

Lösungsmittel enthaltenen Staubteilchen beruht, oder ob sich durch eine chemische Umsetzung auch die spektrale Verteilung der Absorption geändert hat, wurden die beiden Kurven von Abb. 8 in halblogarithmischem Maße aufgetragen (Abb. 9). Es zeigt sich, daß die eine Kurve durch Horizontalverschiebung mit der anderen zur Deckung gebracht werden kann. Die gealterte Lösung verhält sich

also ebenso, wie eine frische geringerer Konzentration. Im vorliegenden Falle entspricht der Horizontalabstand der beiden Kurven einer Konzentrationsabnahme im Verhältnis 1,67 : 1. Diese Konzentrationsabnahme ist augenscheinlich auf Adsorption zurück-

zuführen, da sie durch schwaches Alkalisieren der Lösung stark verringert werden kann; die Lösung ist in diesem Falle alkalischer als die Glaswandungen und die Adsorptionsneigung des Farbstoffes ist geringer.

Auch an Lösungen, die sich längere Zeit im Absorptionstrog der Apparatur befanden, konnte der zeitliche Verlauf der Konzentrationsabnahme beobachtet werden und es ließ sich unmittelbar zeigen, daß der Farbstoff an die Glaswandungen des Trogs gewandert war.

Um Klarheit darüber zu gewinnen, in welchem Maße ein Alkalisieren der Farblösungen die Adsorption zurückdrängt, wurde die in Abb. 10 dargestellte Meßreihe durchgeführt. Die ausgezogene Kurve zeigt das Verhalten einer basischen Lösung, die gestrichelte stellt die Konzentrationsabnahme einer neutralen Lösung dar.

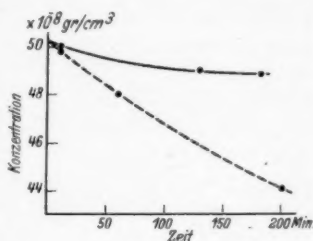


Abb. 10

3. Die Meßgenauigkeit. Wählte man die Verhältnisse so, daß die Intensität des Lichtes, das den Absorptionstrog durchsetzt hat, ungefähr $\frac{1}{3}$ des eintretenden ist¹⁾, so konnte der Graukeil auf 0,02 mm genau eingestellt werden, durch Mittelwertsbildung über mehrere Einstellungen sogar auf 0,01 mm, was einer Genauigkeit der Konzentrationsbestimmung von etwa 0,6 bzw. 0,3% entspricht. Diese Genauigkeit wurde bei Methylenblaulösungen von 0,1 bis 0,5 g/m³ erreicht, während die auf S. 651 zitierten Messungen mit einer Genauigkeit von 3% nur bis zu Konzentrationen von 1 g/m³ ausgeführt werden konnten. Um bei anderen Konzentrationen ebenso genau messen zu können, muß die Schichtdicke, also die Länge der Absorptionströge, entsprechend variiert werden.

IV. Praktische Versuche

1. Um die praktische Brauchbarkeit der Apparatur für Bestimmung von Wasserdurchflußmengen zu erproben, wurden einige Messungen im Forschungsinstitut für Wasserbau und Wasserkraft in Oberrach bei Kochel vorgenommen. Die Einrichtungen dieses Instituts erlauben es, Durchflußmengen bis zu etwa 10 m³/sec mit

1) Das ist unter den vorliegenden Verhältnissen besonders günstig (vgl. Dissertation).

Hilfe eines geeichten Meßbeckens¹⁾ mit großer Genauigkeit zu bestimmen. Von früheren Untersuchungen des Forschungsinstituts stand eine Apparatur zur Verfügung, um konzentrierte Farblösungen in zeitlich konstantem Strome in das Gerinne einzuspritzen.

Im folgenden sei die Durchführung einer Meßreihe kurz beschrieben. Nachdem sich am Ende des wasserführenden Kanals eine konstante Überfallhöhe und damit auch eine konstante Durchflußmenge eingestellt hatte, wurde dem Wasser im Überfall, also unmittelbar vor dem Ort der stärksten Durchwirbelung, aus dem oben erwähnten Gefäß eine hochkonzentrierte Methylenblaulösung in stetigem Strahl zugesetzt. Nach dem Eintreten stationärer Verhältnisse wurden etwa 20 m unterhalb des Überfalls zwei Proben entnommen. Um den Einfluß einer eventuell nicht ganz vollständigen Durchmischung zu eliminieren, wurden die sich langsam füllenden Entnahmegefäße über den gesamten Strömungsquerschnitt geschwenkt. Die sekundlich aus dem Vorratsgefäß austretende Impfstoffmenge wurde dadurch bestimmt, daß unmittelbar vor und nach der eigentlichen Messung der Flüssigkeitsstrahl in geeichten Meßflaschen aufgefangen und die Füllzeit abgestoppt wurde, wobei sich eine hinreichende Konstanz der Austrittsmenge ergab. Der Inhalt dieser Meßflaschen diente nachher zur Bestimmung der Konzentration der Ausgangslösung.

Mit Hilfe des Meßbeckens wurde die tatsächliche Durchflußmenge $Q_r = 4,088 \text{ m}^3 \text{ sec}$ bestimmt (Einlaufzeit 240,00 sec, eingelaufene Wassermenge $1083,34 - 102,67 = 980,67 \text{ m}^3$).

Die Messung im objektiven Kolorimeter ergab, daß die beiden dem Gerinne entnommenen Proben einen Farbstoffgehalt von $c = 15,50 \cdot 10^{-2} \text{ g/m}^3$ hatten.

Durch Bestimmung der Konzentration der Impflösung — das Kolorimeter wurde zu diesem Zweck mit einer im Verhältnis 1:400 000 verdünnten Probe der Ausgangslösung beschickt — wurde festgestellt, daß dem Gerinne $m = 1,1618 \text{ g/sec}$ Farbstoff zugesetzt worden waren.

Die Durchflußmenge Q ergibt sich hieraus zu

$$Q = \frac{m}{c} = \frac{1,1618}{15,50 \cdot 10^{-2}} = 7,495 \text{ m}^3/\text{sec}.$$

Dieser Wert ist um 83% größer als die tatsächliche Durchflußmenge Q_r . Eine sofort vorgenommene zweite kolorimetrische

1) Beschreibung der Anlage: O. Kirschmer u. B. Esterer, Ztschr. VDI 74. S. 1499. 1930.

Meßreihe an den gleichen Proben, wobei aber die Impflösung im Verhältnis 1:800000 verdünnt wurde, ergab

$$Q_1 = 7,519 \text{ m}^3/\text{sec.}$$

Da der Unterschied zwischen Q und Q_1 nur 0,3% betrug, trotzdem bei der Bestimmung der sekundlich zugesetzten Farbstoffmenge an einem anderen Punkt der Eichkurve gearbeitet wurde, war erwiesen, daß der große Unterschied zwischen der gemessenen Durchflußmenge Q und der tatsächlichen Q_1 nicht dem Kolorimeter zur Last gelegt werden konnte.

Der Grund für diese großen Abweichungen ist zweifellos auch hier in der bereits bei den Laboratoriumsversuchen beobachteten starken Adsorbierbarkeit von Methylenblau zu suchen. Mehr als 50% des eingepfiffen Farbstoffes wird an den Wandungen des Gerinnes und an den im Wasser enthaltenen Sinkstoffen adsorbiert, wodurch eine größere Durchflußmenge vorgetäuscht wird. Zusatz von Alkalien führte auch nicht zum Ziel, weil die im Wasser gelösten sauren Carbonate ausfielen und die Lösungen in einem solchen Maße trübten, daß keine kolorimetrischen Messungen an ihnen ausgeführt werden konnten.

Wenn auch die oben beschriebenen Messungen wegen der Unbrauchbarkeit des verwendeten Farbstoffes zur Bestimmung von Durchflußmengen zu keinen befriedigenden Ergebnissen führten, so bewiesen sie doch die Eignung des Kolorimeters zur schnellen und genauen Messung geringer Anfärbungen im praktischen Gebrauch.

2. Da die Untersuchungen von H. Neuzil¹⁾ und B. Esterer²⁾ gezeigt haben, daß Fluoreszein als Impfstoff bei Durchflußmengenmessungen nicht die bei Methylenblau aufgetretenen Nachteile besitzt, wurden mit einem Farbstoff dieser Gruppe, und zwar mit Uranin A noch einige kolorimetrische Messungen durchgeführt. Weil dieser Farbstoff hauptsächlich grünes und blaues Licht absorbiert, wurde die Cäsopreßzelle im Kolorimeter durch eine Kaliumzelle ersetzt, deren Empfindlichkeitsmaximum bekanntlich in diesen Spektralbereich fällt.

Zunächst wurde die Beständigkeit der Farblösungen geprüft; die Absorption blieb im Gegensatz zu Methylenblau zeitlich konstant und wurde auch durch Zusatz von feinem Sand und anschließende Filtration nicht verringert. Die natürliche Trübung der

1) H. Neuzil, Wasserwirtschaft Wien, S. 9. 1929.

2) B. Esterer, Ztschr. Wasserkraft u. Wasserwirtschaft 32. H. 10. 1937, eine Arbeit, die dem Verf. erst kurz vor Abschluß seiner Untersuchungen bekannt wurde.

Lösungen konnte daher durch Absetzenlassen oder Filtrieren beseitigt werden, weshalb sich eine Messung der Absorption in zwei verschiedenen Spektralgebieten als unnötig erwies und mit ungefiltertem Licht gearbeitet werden konnte.

Die Meßgenauigkeit war etwas geringer als bei Methylenblau; für Lösungen von $0,5 \text{ g/m}^3$ konnte die Konzentration auf 1% genau bestimmt werden, während die Meßgenauigkeit bei einem Farbstoffgehalt von 2 g/m^3 $0,5\%$ betrug, was darauf hindeutet, daß durch eine Vergrößerung der Schichtdicke (Verlängerung der Absorptionströge) die Meßgenauigkeit bei geringeren Konzentrationen noch vergrößert werden könnte.

Zusammenfassung

Es wird eine Apparatur zur objektiven Konzentrationsbestimmung stark verdünnter Farbstofflösungen nach der Differentialmethode beschrieben, die es gestattet, die Konzentration von Lösungen von Methylenblau, welche $0,1$ — $0,5 \text{ g}$ Farbstoff im Kubikmeter Wasser enthalten, mit einer Genauigkeit von $0,3$ — $0,6\%$, solche von Uranin A, einem Farbstoff der Fluoreszeingruppe, bei einer Konzentration von $0,5 \text{ g/m}^3$ auf 1% , bei einer solchen von 2 g/m^3 auf $0,5\%$ genau zu bestimmen.

Für praktische Messungen der Durchflußmenge in Gerinnen erwies sich der erstere Farbstoff wegen seiner starken Adsorbierbarkeit als nicht brauchbar.

Herrn Geheimrat Prof. Dr. J. Zenneck, in dessen Institut ich diese Arbeit ausführte, danke ich bestens für seine Anregung und stete Förderung. Ebenso möchte ich dem Forschungsinstitut für Wasserbau und Wasserkraft, insbesondere seinem Leiter, Herrn Dr.-Ing. B. Esterer, für die Ermöglichung meiner Versuche in Oberrach und das mir erwiesene große Entgegenkommen meinen besten Dank aussprechen.

Berlin-Friedenau, Kirchstr. 28.

(Eingegangen 10. Juli 1937)